

# **Mikroplasmen in Kanälen bei Atmosphärendruck**

Von der Fakultät für Elektrotechnik, Informationstechnik, Physik  
der Technischen Universität Carolo-Wilhelmina zu Braunschweig



zur Erlangung der Würde eines  
Doktor-Ingenieurs (Dr.-Ing.)  
genehmigte

## **Dissertation**

von  
Dipl.-Ing. Arkadiusz Dziubek  
aus Lodz / Polen

eingereicht am:	16.06.2009
mündliche Prüfung am:	21.09.2009
Referenten:	Prof. Dr.-Ing. Michael Kurrat Prof. Dr. Claus-Peter Klages
Vorsitzender:	Prof. Dr. Achim Enders



## Danksagung

Die vorliegende Arbeit entstand während meiner Tätigkeit als wissenschaftlicher Mitarbeiter am Institut für Hochspannungstechnik und Elektrische Energieanlagen der Technischen Universität Braunschweig in den Jahren 2002 bis 2008.

Herrn Prof. Dr.-Ing. Michael Kurrat, dem Leiter des Instituts für Hochspannungstechnik und Elektrische Energieanlagen, bin ich für die Anregungen zu dieser Arbeit besonders dankbar. Seine zahlreichen wertvollen Ratschläge, die angenehmen Arbeitsmöglichkeiten und großzügige Unterstützung haben zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen. Alle diese positiven Erfahrungen werden mir in sehr guter Erinnerung bleiben.

Bei Herrn Prof. Dr. Claus-Peter Klages vom Fraunhofer-Institut für Schicht- und Oberflächentechnik (IST) in Braunschweig möchte ich mich herzlich bedanken für die freundliche Übernahme der Mitberichterstattung sowie für das große Interesse, das er meiner Arbeit entgegen gebracht hat, und seine wertvollen Diskussionsbeiträge. Herrn Professor Dr. Achim Enders danke ich für den Prüfungsvorsitz.

Bei allen derzeitigen und ehemaligen Kolleginnen und Kollegen, die zu dieser Arbeit beigetragen haben, bedanke ich mich sowohl für ihre kreative Zusammenarbeit und fortwährende Diskussionsbereitschaft als auch für das angenehme, kollegiale Arbeitsklima, besonders meinem langjährigen Bürokollegen Tobias Braunsberger für wertvolle Anregungen und fachliche Gespräche. Des Weiteren möchte ich mich bei Dr.-Ing. Werner Kodoll, Dr.-Ing. Michael Budde, Christian Wolf, Michael Hilbert und Michael Blaz für die Hilfe bei der Korrektur dieser Arbeit herzlich bedanken.

Mein Projekt wurde durch das Bundesministerium für Bildung und Forschung (BMBF) gefördert. Hierfür bedanke ich mich sehr.

Auch den Studierenden gilt mein herzlicher Dank, die als wissenschaftliche Hilfskräfte oder mit ihren Studien- und Diplomarbeiten zum Gelingen dieser Dissertation beigetragen haben.

Mein größter Dank gebührt meiner lieben Familie, meinen guten Freunden und hilfsbereiten Bekannten für die mentale Unterstützung während der gesamten Zeit, insbesondere aber in der Endphase der Zusammenschrift.

A handwritten signature in dark ink, reading "Arndt Drinck". The script is cursive and fluid, with the first name "Arndt" and the last name "Drinck" clearly distinguishable.

Braunschweig, im Juni 20009

*Zum Gedenken an meine Mutter Maria.*

*Pamięci mojej mamy Marii.*



## Kurzfassung

In der vorliegenden Arbeit wird über den Einsatz von Mikroplasmen bei atmosphärischem Druck zur Behandlung der inneren Oberflächen von geschlossenen Mikrofluidik-Produkten berichtet. Diese Produkte werden auf vielen Gebieten, wie der medizinischen Diagnostik und der Wirkstoffforschung eingesetzt. Die Querschnittsabmessungen der Transportkanäle (Kapillaren) liegen bei einigen hundert Mikrometer. Im Rahmen eines Verbundprojektes werden Verfahren zur kostengünstigen Modifizierung der Kanaloberflächen entwickelt. Als Behandlungsmethoden kommen kalte Barrierenentladungen innerhalb der Transportkanäle der Komponenten zum Einsatz.

Der theoretische Teil der Arbeit befasst sich mit den Grundlagen der Gasentladungsmechanismen unter besonderer Berücksichtigung von physikalischen Phänomenen bei Barrierenentladungen. Im Weiteren werden die Mechanismen der Entladung in Edelgasen, unter besonderer Berücksichtigung der Metastabilen, erläutert.

Darauf folgt eine Beschreibung der Versuchseinrichtungen, aufgeteilt in Hochspannungs- und Gasversorgung sowie elektrische und nichtelektrische Messmethoden zur Erfassung der Entladungen. Zum Schluss werden die Methoden zur Auswertung der Behandlungseffekte erörtert.

Die Möglichkeiten zur lokalen und globalen Behandlung der Mikrofluidik-Produkte stehen im Vordergrund der nachfolgenden, experimentellen Kapitel. Diese befassen sich mit der Entwicklung, Optimierung und Erprobung von Reaktoren für die Oberflächenmodifizierung von Mikrofluidik-Komponenten. Die Untersuchungen veranschaulichen den Einfluss der verschiedenen Parameter wie Gasdruck und

---

Gasart auf das Entladungsverhalten. Dieser Erkenntnisgewinn ermöglicht die gezielte Anwendung von Mikroplasmen für die Oberflächenmodifizierung in Mikrofluidik-Komponenten.



## Abstract

The present work deals with the application of atmospheric preassure microplasma for the treatment of internal surfaces of closed microfluidic components. These components are used in many scientific fields, e.g. like the medical diagnostics and pharmacy research. Cross sections of the transport channels (capillary) in the microfluidic components are about some hundred micrometers. A procedure is to be developed which allows the surfaces of the channels to be modified selectively and cost effectively. The cold dielectric barrier discharge (DBD) inside transport channels of the component is chosen for surface treatment.

The theoretical part of the work presents the basics of gas discharge mechanisms, with particular consideration of physical phenomena of barrier discharges. Furthermore the mechanisms of discharges in noble gases, which play an important role in this work, are explained. This part focuses on the metastable states of the noble gases.

It follows a description of the test equipment, split in high voltage and gas supply, electric and non-electric measuring methods to capture the discharge. At the end the techniques to evaluate the treatment-effects are discussed.

Possibilities of the local and global treatment of the microfluidic components stay in the focus of the following experimental chapters. These deal with the development, optimisation and investigation of reactors which are suitable for these kind of treatment. The investigations demonstrate the influence of different parameters like gas mixture and pressure on the behaviour of the discharge. Finally, basing on the test results, the application possibilities of the introduced reactors are discussed.

# Inhaltsverzeichnis

<b>Danksagung .....</b>	<b>iii</b>
<b>Kurzfassung .....</b>	<b>vii</b>
<b>Abstract .....</b>	<b>viii</b>
<b>Inhaltsverzeichnis .....</b>	<b>x</b>
<b>Symbole und Abkürzungen .....</b>	<b>xiii</b>
<b>Abbildungsverzeichnis .....</b>	<b>xvi</b>
<b>Tabellenverzeichnis .....</b>	<b>xxii</b>
<b>Einleitung .....</b>	<b>1</b>
<b>1     Theoretische Grundlagen .....</b>	<b>5</b>
1.1 Gasentladungsmechanismen .....	5
1.1.1 Generation und Vernichtung von Ladungsträgern .....	5
1.1.2 Townsend-Mechanismus .....	10
1.1.3 Streamer-Mechanismus .....	14
1.1.4 Paschen-Gesetz .....	17
1.2 Barrierenentladungen .....	19
1.2.1 Filamentierte Entladung .....	22
1.2.2 Glimmentladung und homogene Entladung (Typ 1- und Typ 2- Entladung) .....	27
1.3 Mechanismen der Entladung in Helium und Argon .....	31

1.3.1	Die metastabilen Zustände.....	31
1.3.2	Die Rolle der Metastabilen in Helium und Argon .....	34
1.3.3	Ausbreitung der Entladung in einem quasi-feldfreien Raum .....	38
<b>2</b>	<b>Versuchseinrichtung .....</b>	<b>40</b>
2.1	Hochspannungsversorgung .....	41
2.2	Gasversorgung .....	42
2.3	Erfassung der elektrischen Messgrößen .....	44
2.3.1	Spannungsmessung.....	45
2.3.2	Strommessung .....	45
2.4	Optische Erfassung der Entladung .....	46
2.4.1	Langzeitaufnahmen.....	46
2.4.2	Schnellbildkamera.....	46
2.5	Methoden zur Auswertung der Behandlung.....	47
2.5.1	Auswertung der Behandlung mittels Infrarot-Spektroskopie.....	47
2.5.2	Befüllungstest.....	49
2.6	Teststrukturen .....	49
<b>3</b>	<b>Globale Behandlung .....</b>	<b>52</b>
3.1	Homogene Barrierenanordnung .....	53
3.1.1	Reaktor mit flachen Elektroden .....	53
3.1.2	Feldverteilung und Spannungsabfall im Kanal .....	56
3.1.3	Messverfahren und Vorgehensweise .....	60
3.1.4	Zeitliche Abhängigkeit der Zündspannung .....	61
3.1.5	Einfluss der Kanalbreite .....	64
3.1.6	Zündspannung als Funktion der Sauerstoffkonzentration .....	68
3.2	Koplanare Barrierenanordnung.....	72
3.2.1	Reaktor mit 7-koplanaren Elektroden.....	74

## Inhaltsverzeichnis

---

3.2.2	Optimierung des Reaktors und Modell der Teilchenbewegung in dem Reaktor .....	76
3.2.3	Zündspannung in unterschiedlichen Gasen und Gasgemischen .	84
3.2.4	Einfluss des Gasdruckes.....	89
3.2.5	Berechnung der Einsetzspannung (Zündspannung) im Kanal .....	93
3.2.6	Abscheiden von Schichten in der Teststruktur II.....	96
<b>4</b>	<b>Lokale Behandlung.....</b>	<b>100</b>
4.1	Realisierung der hydrophoben Stopps und Optimierung des Reaktors	101
4.2	Aufbau des Reaktors mit sechs Elektroden .....	104
4.3	Optische Erfassung der Entladung in unterschiedlichen Gasen .....	105
4.4	Auswertung der hydrophoben Schicht mittels Infrarotspektroskopie .....	110
<b>5</b>	<b>Zusammenfassung .....</b>	<b>113</b>
	<b>Literaturverzeichnis .....</b>	<b>124</b>
	<b>Studentische Arbeiten.....</b>	<b>133</b>
	<b>Lebenslauf.....</b>	<b>134</b>

## Symbole und Abkürzungen

$\alpha$	1. Townsend-Koeffizient
$\mu$ TAS	micro total analysis system
A	beliebiges Gasatom
A	empirische Gaskonstante
A*	angeregtes Atom
APGD	<u>A</u> tmospheric <u>P</u> ressure <u>G</u> low <u>D</u> ischarge
Ar	Argon
B	beliebiges Gasatom
B	empirische Gaskonstante
$C_{b1}, C_{b2}$	Barrierenkapazität
$C_G$	Gasspaltkapazität
d	Elektrodenabstand
$d_1$	Dicke der Silikonfolie
$d_2$	Dicke der Abdeckfolie
DBD	<u>D</u> ielectric <u>B</u> arrier <u>D</u> ischarge
$d_{\text{Kanal}}$	Dicke des Entladungskanals
$d_m$	Dicke der Teststruktur

## Symbole und Abkürzungen

---

$e$	Elektron
$E$	Energie
$\vec{E}$	elektrische Feldstärke
$\vec{E}_A$	äußeres elektrisches Feld
$\vec{E}_R$	Raumladungsfeld der Lawine
$\vec{E}_t$	tangentiales elektrisches Feld
FTIR	<u>F</u> ourier- <u>T</u> ransformations- <u>I</u> nfrarot- <u>S</u> pektroskopie
HD	<u>H</u> omogenous <u>D</u> ischarge
HDMSO	Hexamethyldisiloxane
He	Helium
IR	Infrarot
IST	Institut für Schicht- und Oberflächentechnik
$N_2$	Stickstoff
$N_{\text{krit}}$	kritischer Wert für die Elektronenanzahl
$O_2$	Sauerstoff
$p$	Gasdruck
PMMA	Polymethylmethacrylat
ppm	<u>p</u> arts <u>p</u> er <u>m</u> ilion
PS	Polystyrol
$R_G$	zeitabhängiger Widerstand
$U(t)$	angelegte Spannung
$U_{b1}(t)$	Spannungsabfall an einer Barriere
$U_{b2}(t)$	Spannungsabfall an der zweiten Barriere

$U_D$	Durchschlagsspannung
$U_G$	Spannungsabfall in einem Entladungskanal
UV	Ultraviolett, Ultraviolettstrahlung
$\alpha_E$	Effektiver Ionisierungskoeffizient
$\gamma$	2. Townsend-Koeffizient
$\varepsilon$	Permittivität der Silikonfolie
$\eta$	Anlagerungskoeffizient

## Abbildungsverzeichnis

Abbildung 1:	Schematischer Aufbau eines Mikrofluidik-Produktes.....	2
Abbildung 2:	Behandlung eines geschlossenen Kanals in einem Mikrofluidik-Produkt mittels Barrierenentladung bei atmosphärischem Druck; schematische Darstellung.....	3
Abbildung 3:	Mögliche Behandlungseffekte des Atmosphärendruck-Plasmas auf die Strukturoberfläche [Info2003].....	4
Abbildung 1.1:	Generationenmechanismus nach Townsend: Entstehung einer primären Elektronenlawine und Rückwirkung auf die Kathode, Schematische Darstellung [Küch2005] .....	12
Abbildung 1.2:	Verzerrung des lokalen elektrischen Feldes durch eine Elektronenlawine. Das elektrische Feld wird an der Front des negativen Lawinenkopfes verstärkt [Küch2005].....	15
Abbildung 1.3:	Mechanismus des Streamerwachstums [Siem2002].....	16
Abbildung 1.4:	Berechnete Durchschlagspannungen als Funktion von $p \cdot d$ (Paschenkurven) für verschiedene Gase [Küch2005].....	18
Abbildung 1.5:	Entladungsgeometrien für Barrierenentladungen. – a) Volumenordnung; b) Packed-Bed-Reaktor; c) Oberflächenanordnung; d) koplanare Anordnung [Geri2002].....	20
Abbildung 1.6:	Schematische Darstellung einer Mikroentladung [Tepp2002] .....	23
Abbildung 1.7:	Schematische Darstellung der Entwicklungsphasen einer Mikroentladung nach [Tepp2002, Siem2002] .....	24



Abbildung 1.8:	Schematische Darstellung einer homogenen Entladung in einer Doppeltbarrierenanordnung .....	27
Abbildung 1.9:	Schematischer Verlauf der parallelen Elektronenlawinen in einer homogenen Barrierenentladung [Tepp2003] .....	29
Abbildung 2.1:	Die Versuchseinrichtung: Schaubilder und funktionelle Verbindungen zwischen einzelnen Komponenten.....	40
Abbildung 2.2:	Hochspannungsversorgung: prinzipieller Aufbau .....	42
Abbildung 2.3:	Gasversorgung und Regelung, schematisch .....	43
Abbildung 2.4:	Schematischer Aufbau der Imacon 468 Hochgeschwindigkeitskamera.....	47
Abbildung 2.5:	Teststrukturen von Boehringer Ingelheim microParts GmbH a) Teststruktur I, b) Teststruktur II, beide für die globale Behandlung; c) Teststruktur mit U-förmigen Kanälen Greiner Bio-One GmbH für die lokale Behandlung .....	50
Abbildung 3.1:	Versuchsreaktor zur Behandlung der Teststruktur I, homogene Elektrodenanordnung, a) schematische Darstellung b) Bild.....	55
Abbildung 3.2:	Versuchsreaktor zur Behandlung der Teststruktur I, a) dielektrische Schichten; Abmessungen der Schichtdicken sind in mm angegeben b) kapazitiver Ersatzschaltbild.....	57
Abbildung 3.3:	Verteilung des elektrischen Feldes (Betrag) im Versuchsreaktor zur Behandlung der Teststruktur I, Querschnitt, Feldberechnung Ansys 11.0, normiert auf 1 V .....	58
Abbildung 3.4:	Verteilung des elektrischen Feldes in dem Versuchsreaktor zur Behandlung der Teststruktur I, Querschnitt, Feldberechnung Ansys 11.0, normiert auf 1 V.....	59
Abbildung 3.5:	Zeitliche Veränderung der Zündspannung. Vergleich mit den Werten der Erst- (1st) und Wiederezündung (Re) für Helium, Argon und Helium mit 10 % Anteil von Sauerstoff.....	62

## Abbildungsverzeichnis

---

- Abbildung 3.6: Abhängigkeit der Zündspannung von der Kanalbreite für Teststruktur I für die Erst- und Wiederzündung für Helium, Argon und Helium mit 10 % Anteil von Sauerstoff, 500 sccm.....66
- Abbildung 3.7: Optische Erscheinung des Plasmas in dem 3. Kanal der Teststruktur I für Helium, Argon und Helium mit 10 % Anteil von Sauerstoff, 500 sccm, Belichtungszeit 10 s, Blende 6.3, Brennweite 300 mm .....67
- Abbildung 3.8: Abhängigkeit der Zündspannung von der Sauerstoffkonzentration für Kanal 1 der Teststruktur I für die Erst- (1st) und Wiederzündung (Re), Gasfluss gesamt 500 sccm; Vergleich mit den Werten aus der Paschenkurve .....69
- Abbildung 3.9: Zeitliche Verläufe der Entladung in Teststruktur I: a) reines Helium, Spannung zwischen Elektroden 1,9 kV, Wiederzündung (Re) b) Helium mit 5 % Beimischung von Sauerstoff, Spannung zwischen Elektroden 4,8 kV, bei der Wiederzündung (Re).....71
- Abbildung 3.10: Versuchsreaktor zur Behandlung der Teststruktur II, homogene Elektrodenanordnung, schematisch Elektrodenanordnung für Teststruktur II, Betriebsspannung 6,6 kV, Helium, Überdruck 110 mbar .....73
- Abbildung 3.11: Versuchsreaktor zur Behandlung der Teststruktur II, koplanare 7-Elektrodenanordnung; a) Bild, b) technische Zeichnung, Querschnitt .....75
- Abbildung 3.12: Verteilung des elektrischen Feldes (Betrag) im Versuchsreaktor mit koplanaren 7-Elektrodenanordnung zur Behandlung der Teststruktur II, Schnitt entlang des Kanals, Feldberechnung Ansys 11.0, normiert auf 1 V, a) Gesamtanordnung, b) Vergrößerung von zwei Elektroden .....80
- Abbildung 3.13: a) Verlauf der elektrischen Feldstärke entlang des Kanals in der Teststruktur II, summarisch (Betrag) und tangential

	Komponente zur Kanaloberfläche b) Spannungsverlauf im Prozent der an den Elektroden angelegten Spannung für Versuchsreaktor mit koplanaren 7-Elektrodenanordnung, Feldberechnung Ansys 11.0, normiert auf 1 V.....	81
Abbildung 3.14:	Modell der Bewegung von Gasmolekeln und Ladungsträger im Versuchsreaktor mit koplanaren 7-Elektrodenanordnung zur Behandlung der Teststruktur II, für zwei unterschiedliche Polarisierungen der Elektroden / Zeitpunkte, schematisch, vereinfacht. ....	82
Abbildung 3.15:	Die mittleren Spannungswerte in der Teststruktur II für die Erst- (1st), Wiederzündung (Re) und bei der vollständigen Befüllung des Kanals; Versuchsreaktor mit koplanarer 7-Elektrodenanordnung, Gasdruck 110 mbar.....	85
Abbildung 3.16:	Zeitlicher Verlauf der Entladung in Teststruktur II, reines Helium, Wiederzündung (Re) bei der Spannung zwischen Elektroden von 4,2 kV .....	87
Abbildung 3.17:	Entladungserscheinung in der Teststruktur II: a) Langzeitbeleuchtung, Belichtungszeit 3 s, Blende 6.3, Brennweite 50 mm b) Schnellbildkamera, Belichtungszeit 5 µs, c) Zeitliche Verläufe der Entladung in Teststruktur II mit den Zeitmarken für die Aufnahme aus dem Punkt b) in reinem Helium bei vollständiger Füllung des Kanals; Spannung zwischen den Elektroden 6,1 kV .....	89
Abbildung 3.18:	Einfluss des Gasdruckes auf die Entladungen in Helium, Spannung 3,3 kV; Langzeitaufnahmen, Blende 10, Belichtungszeit 10 s; a) Gasdruck zwischen 110 und 60 mbar b) Gasdruck zwischen 50 bis 15 mbar c) Gasdruck zwischen 10 und 3,5 mbar d) Gasdruck von 0,3 mbar: Bypass vollständig geöffnet.....	91
Abbildung 3.19:	Einfluss des Gasdruckes auf die Entladungen in Helium mit 5% Sauerstoffbeimischung; Spannung 6,35 kV;	

## Abbildungsverzeichnis

---

	Langzeitaufnahmen, Blende 9, Belichtungszeit 5 s; a) Gasdruck zwischen 110 und 70 mbar b) Gasdruck zwischen 60 bis 25 mbar c) Gasdruck zwischen 20 und 3,5 mbar d) Gasdruck von 0,3 mbar: Bypass vollständig geöffnet .....92
Abbildung 3.20:	Gas-Durchflusszeiten in Abhängigkeit des Gasdruckes für Teststruktur II.....98
Abbildung 3.21:	a) Schichtdicken in der Teststruktur II über die Kanallänge; b) Position der Messpunkte .....99
Abbildung 3.22:	Schichtdickenverteilung in der Teststruktur II an den Stellen aus der Abbildung 3.21 b): a) Stelle 1 b) Stelle 2 c) Stelle 3.....99
Abbildung 4.1:	Prinzip der lokalen Behandlung in der Teststruktur mit U-Kanäle a) Entladungsausbreitung vor der Optimierung, b) Entladungsausbreitung nach der Optimierung 2, c) Verlauf der elektrischen Feldstärke entlang des Kanals.....102
Abbildung 4.2:	Verteilung des Betrages der elektrischen Feldstärke und die elektrische Verschaltung der Elektroden in Versuchsreaktoren zur lokalen Behandlung der Teststruktur mit U-Kanäle .....103
Abbildung 4.3:	Versuchsreaktor für lokale Behandlung der Teststruktur mit U-Kanäle .....104
Abbildung 4.4:	Den Entladungsbereich begrenzende Eigenschaften eines Reaktors mit sechs Elektroden in Helium; a) Spannung zwischen mittleren Elektroden, die äußere auf dem freien Potential b) volle Spannung zwischen mittleren Elektroden, Hälfte des Potentials an den äußeren Elektroden; Spannung 13,5 kV .....107
Abbildung 4.5:	Vergleich der Entladungserscheinung in den Reaktoren mit zwei und sechs Elektroden; Gaszusammensetzung: Helium 50 % Stickstoff 50 % a) Reaktor mit 2 Elektroden, Spannung 18 kV b) Reaktor mit 6 Elektroden, volle Spannung von

	18,5 kV zwischen den mittleren Elektroden, Hälfte des Potentials an den äußeren Elektroden .....	109
Abbildung 4.6:	Schematische Darstellung der Auswertung der Beschichtung im U-Kanal mittels IR-Spektroskopie.....	110

## Tabellenverzeichnis

Tabelle 1.1:	Eigenschaften der Mikroentladung in Luft bei Atmosphärendruck, Barrierenabstand 1 mm [Koge2000] .....	26
Tabelle 1.2:	Elektronenkonfigurationen, metastabile Energieniveaus und einfache Ionisierungsenergien für populäre Edelgase nach [Enge1965, Flüg1956].....	34
Tabelle 2.1:	Reinheitsgrade und Korrekturfaktoren für die verwendeten Gase .....	43
Tabelle 2.2:	Abmessungen und Aspektverhältnisse für die Kanäle in der Teststruktur I.....	51
Tabelle 3.1:	Minimale und maximale Werte der elektrischen Feldstärke in den Kanälen von Teststruktur I. Feldberechnung mit Ansys, normiert auf 1 V.....	58
Tabelle 3.2:	Vergleich des prozentualen Spannungsabfalls über die Kanalhöhe für die Kanäle der Teststruktur I. Die Werte sind jeweils für den Pfad in der Kanalmitte und in der unmittelbaren Nähe der Kanalwand bestimmt und auf die Gesamtspannung zwischen den Elektroden bezogen. ....	59
Tabelle 3.3:	Experimentell ermittelte Gaskonstanten K1, K2 und K3 aus [Dunz1987].....	95
Tabelle 3.4:	Auswertung der Einsetzspannung im Kanal bezüglich des Streamer-Kriteriums für die tangentielle und summarische Komponente der elektrischen Feldstärke (Betrag). Die angegebenen Werte der Zündspannung stehen für die	

	mittleren Wert der Wiedierzündung und werden auf die Kanaloberfläche umgerechnet. ....	96
Tabelle 4.1	Mittlere Werte der Profillänge und maximalen relativen Reflexion aus den Versuchen für die Reaktoren mit zwei und sechs Elektroden.....	111

---



## Einleitung

Die Mikrofluidik ist ein sich sehr schnell entwickendes Gebiet der Mikrosystemtechnik. Sie beschäftigt sich mit Bauteilen und Methoden, die zur Bewegung, Kontrolle, Aufbereitung, Dosierung und Analyse von kleinsten Mengen von Flüssigkeiten und Gasen dienen. Die Mikrofluidik-Produkte werden unter anderem in der Chemie (in Form von Mikroreaktoren, -dosiersystemen und -ventilen), der Human-Biologie und Medizin (Dosierung von Arzneimitteln, DSN- und Protein-Analysen, Entwicklung neuer Medikamente) und Informationstechnik (Tintenstrahldrucker) eingesetzt [Info2003], [Fran2007].

Die Abbildung 1 zeigt den schematischen Aufbau eines Mikrofluidik-Produktes. Dieser besteht grundsätzlich aus zwei Teilen: einem Hauptteil, in dem sich die Transportkanäle (Kapillaren) befinden und einer Abdeckfolie, die die Kanäle verschließt. Die Kanäle können im Allgemeinen unterschiedlich breit und tief sein, was durch einen Parameter, das Aspektverhältnis, charakterisiert wird.

Eine Gruppe der wichtigen Anwendungen von Mikrofluidik-Produkten bilden so genannte  $\mu$ TAS (micro total analysis systems). Diese finden Einsatz als multifunktionale Einweg-Mikrolabore. Bei der Benutzung dieser Lab-on-a-Chip-Systeme ist es möglich, unterschiedliche Analysen vor Ort schnell und genau durchzuführen. Als Beispiel solcher Labore kann der Lilliput®-Chip der Firma Merlin Diagnostika genannt werden. Er findet Einsatz in der klinischen Mikrobiologie zur Identifikation von Mikroorganismen und zum Screening von Antibiotikaresistenzen. Die Reaktionskavitäten, in denen sich die unterschiedlichen Antibiotika befinden, werden mit den Reagenzien aus dem zentralen Reservoirs durch die Kapillarkräfte selbständig befüllt. Das kleine Volumen der Kavitäten (einige  $\mu$ l) bedeutet eine Kostenersparnis bei den Reagenzienmengen und eine hohe Reaktionsgeschwindigkeit im Vergleich zu klassischen Methoden [Micr2004], [Micr2005].

## Einleitung

---

Da die Mikrofluidik-Produkte als Verbrauchsmaterialien genutzt werden sollen, müssen sie preisgünstig in großen Stückzahlen herstellbar sein. Als Fertigungsverfahren bietet sich hier das Spritzgussverfahren in Kunststoff an. Um die Produkte anwenden zu können, müssen die Oberflächen der Mikrokanäle entsprechend vorbereitet werden. Die innere Behandlung der Mikrofluidik-Produkte stellt eine besondere Herausforderung dar, da die Querschnittsabmessungen der Kanäle in dem Bereich einiger hundert Mikrometer liegen und die Kunststoffoberflächen nicht benetzbar sind. Dieses schließt den Einsatz von klassischen nasschemischen Methoden aus. Zusätzlich verändern diese die Struktur des Materials inakzeptabel, zum Beispiel durch Ablagerung unerwünschter Stoffe an der Oberfläche. [Inno2005], [Jaco2005]

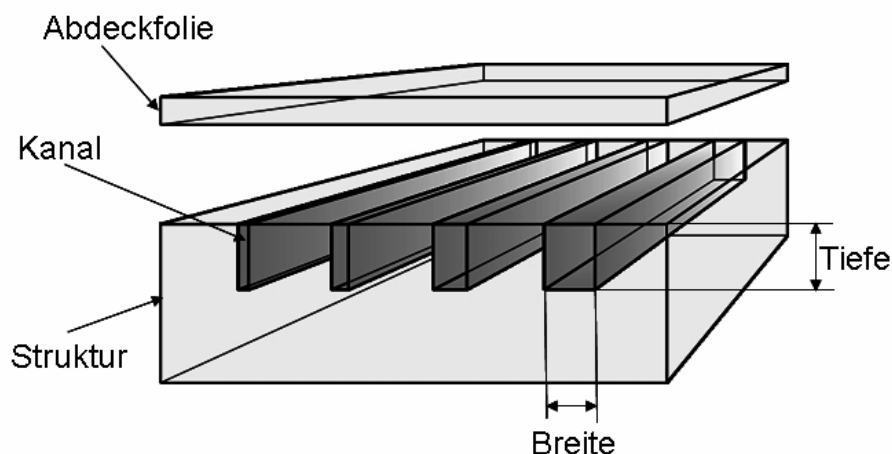


Abbildung 1: Schematischer Aufbau eines Mikrofluidik-Produktes

Als Ersatz der nasschemischen Methoden bietet sich hier die Plasmatechnik an, welche schon seit längerer Zeit in der Industrie zur Oberflächenbehandlung von großen Oberflächen (Behandlung von Folien oder Papier) eingesetzt wird. Weil die Niederdruck-Plasmen relativ kostenintensiv, langsam (Behandlungszeit) und für die bereits geschlossenen Mikrofluidik-Produkte nicht einsetzbar sind, ist das Plasmaverfahren bei Atmosphärendruck besonders für diese Zwecke geeignet.

Gegenüber Niederdruckplasmen bieten Plasmaentladungen bei Atmosphärendruck wesentlich günstigere Einsatzmöglichkeiten, da neben der wegfallenden

Vakuumerzeugung auch höhere Taktzeiten erreicht werden können. Dielektrische Barriereentladungen (Dielectric Barrier Discharges - DBD), mit denen bereits von Werner von Siemens experimentiert wurde, stellen eine solche Form atmosphärischer Entladungen dar. Die kalten Plasmaentladungen können in Mikrofluidik-Produkten gezündet werden und so die Oberflächen gezielt verändern oder beschichten [Koge2001], [Eich2005].

Der grundlegende Gedanke der Zündung von Mikroplasmen in Mikrofluidik-Produkten ist in der Abbildung 2 schematisch dargestellt. Die an der Oberfläche der Mikrostruktur angelegten Elektroden werden mit Mittelfrequenz-Wechselspannung betrieben. Die Feldstärke, die sich zwischen den Elektroden ausbildet, führt zur Zündung einer DBD in dem Kanal. Das Material der Struktur fungiert hier als eine dielektrische Barriere. Das durch den Kanal strömende Reaktivgas (Präkursor) führt bei Kontakt mit der Kanaloberfläche zur Modifizierung derselben.

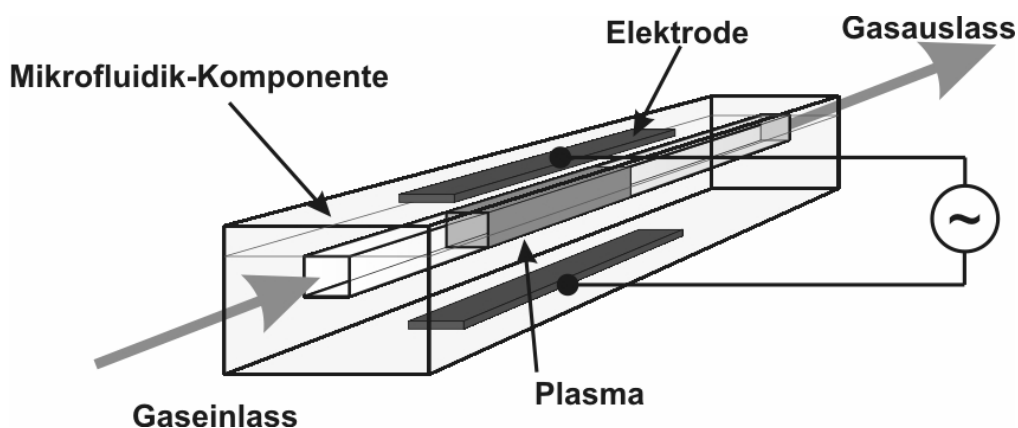


Abbildung 2: Behandlung eines geschlossenen Kanals in einem Mikrofluidik-Produkt mittels Barriereentladung bei atmosphärischem Druck; schematische Darstellung

Im Gegensatz zu nasschemischen Methoden wirken die Plasmaverfahren nur auf die oberen Atomschichten der Kunststoffoberfläche ein und verändern dabei die Grundeigenschaften des Kunststoffes nicht. So bieten die Plasmaverfahren eine Vielfalt an möglichen Wirkungen auf die Oberfläche, was in der Abbildung 3 schematisch dargestellt ist. Die Oberflächen können mittels Plasma gereinigt,

aktiviert, beschichtet oder funktionalisiert werden. Dabei ist es denkbar, neue, bzw. bis jetzt nur schwer erreichbare Eigenschaften der Kanaloberflächen zu erzeugen und das Einsatzspektrum der Strukturen zu erweitern. Eine Anwendung von Plasmaentladungen im Bereich der Mikrofluidik ist es, Bereiche gezielt zu funktionalisieren, wodurch eine Steuerung der Fluida ermöglicht werden kann. Beispielsweise können die komplex strukturierten Kanäle auf der ganzen Länge gleichmäßig hydrophilisiert werden, so dass die Testflüssigkeiten durch den Kanal, ohne Einsatz der zusätzlichen Pumpen nur mit Hilfe von Kapillarkräften gefördert werden (Selbstbefüllung). Als Gegensatz kann die Kanaloberfläche lokal hydrophobisiert werden, um den Fluss der Testflüssigkeit an einer Stelle der Kapillare zu verhindern (so genannter hydrophober Stopp).

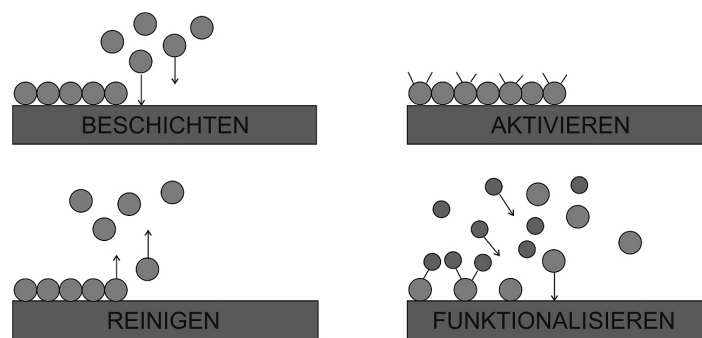


Abbildung 3: Mögliche Behandlungseffekte des Atmosphärendruck-Plasmas auf die Strukturoberfläche [Info2003]

Diese Arbeit stellt die Ergebnisse der Forschungsarbeiten vor, die im Rahmen des interdisziplinären Verbundprojekts: „Innenbehandlung mit Atmosphärendruck-Plasmen - ein innovatives Fertigungsverfahren für Mikrofluidik-Produkte – MikroPlas“ durchgeführt worden sind. Das Projekt wird vom Bundesministerium für Wirtschaft und Arbeit gefördert. Im Rahmen dieses Projektes werden die Einsatzmöglichkeiten atmosphärischer Plasmaverfahren zur Behandlung von Mikrostrukturen in dem Bereich der Mikrofluidik erforscht. Ziel dieser Arbeit ist es, grundlegende Erkenntnisse über die Erzeugung und Anwendbarkeit von Plasmaentladungen im Millimeter-/Submillimeterbereich bei Atmosphärendruck in verschiedenen Mikrostrukturen zu gewinnen.

# **1 Theoretische Grundlagen**

## **1.1 Gasentladungsmechanismen**

In diesem Kapitel werden die benötigten Grundlagen zum Verständnis einer Gasentladung allgemein beschrieben. Aufbauend auf den zu Beginn erläuterten Prozessen und Mechanismen der Entstehung und Vernichtung der Ladungsträger werden weiterhin die Townsend- und Streamer-Mechanismen näher dargestellt. Anschließend wird auf das Paschengesetz eingegangen.

### **1.1.1 Generation und Vernichtung von Ladungsträgern**

Einige Vorgänge, bei denen der elektrische Strom durch das Gasmedium fließt, werden als Gasentladungen bezeichnet. Damit ein molekulares Gas leitfähig wird, muss dieses ionisiert werden. Bei Normalbedingungen sind in Gasen nur sehr wenige freie Ladungsträger vorhanden. Diese werden ständig von kosmischer und terrestrischer Strahlung erzeugt. Sie genügen jedoch nicht allein, um einen dauerhaften Stromfluss zu gewährleisten, sind aber die Ursache dafür, dass es bei Normalbedingungen überhaupt zu einer Gasentladung kommen kann. Die vorhandenen Elektronen werden im Allgemeinen als Anfangselektronen bezeichnet.

Grundlegend für alle Gasentladungen sind die Mechanismen und Prozesse, mit denen Ladungsträger erzeugt und vernichtet werden. Eine Vielzahl von Randbedingungen und Einflüssen wie z.B. Gasart, Gastemperatur, Druck usw. bestimmen dabei maßgeblich, welcher Erzeugungs- und Vernichtungs-Prozess die größte Auswirkung besitzt. Unterschieden wird zwischen elementaren Prozessen im Gasraum (Volumenprozesse) und Oberflächenprozessen an der Grenzfläche zwischen Gasen und Wänden (Wandprozesse).

## Theoretische Grundlagen

Bei der Zuführung der Energie in ein Atom können je nach Energiemenge grundsätzlich zwei unterschiedliche Prozesse stattfinden: Ionisation und Anregung. Wird einem Atom eine ausreichende Energie zugeführt, können ihm ein oder mehrere Elektronen aus der äußeren Schale entrissen werden. Durch die Abtrennung der Elektronen von dem positiven Rest des Atoms entstehen mindestens zwei Ladungsträger: ein freies Elektron und ein positives Ion:



Dabei bedeuten:

- $A$  ein beliebiges Atom,
- $E$  die zugeführte Energie,
- $A^+$  das Ion,
- $e$  das Elektron.

Dieser Prozess wird im Allgemeinen als einfache / mehrfache Ionisation bezeichnet. Die Menge der zur Ionisation erforderlichen Energie ist sehr stark von der Art des Gases abhängig. Besonders hoch ist die Ionisierungsenergie für Edelgase, da die äußere Schale bei diesen vollbesetzt ist [Gäng1953]. In Folge der Ionisation entstehen folgende Ladungsträger:

- Elektronen
- positiv geladene Ionen
- negativ geladene Ionen [Hert1968]

Liegt die dem Atom zugeführte Energie unterhalb der Ionisierungsenergie, wird es zu einem erhöhten Energiezustand übergehen. Durch Energiezufuhr wird ein Elektron (oder mehrere) von seinem Normalniveau auf ein höheres Energieniveau in größerer Entfernung vom Kern angehoben. Dieser Prozess wird als Anregung und das Atom als angeregt bezeichnet (1.2). Der angeregte Zustand ist meistens nicht stabil: Das angeregte Atom geht nach kurzer Zeit in seinen stabilen Zustand über. Bei der Rückkehr des Atoms in den stabilen Grundzustand wird Strahlung emittiert. Beide Prozesse – Anregung und Übergang in den Grundzustand – können mehrstufig erfolgen. Möglich sind jedoch immer nur diskrete Energieniveaus, sodass nur

bestimmte Wellenlängen emittiert werden können (Linienspektrum). Durch Stossprozesse beim dielektrischen Durchschlag wird hauptsächlich UV-Strahlung erzeugt (1.2) [Gäng1953].



mit:

$A^*$  ein angeregtes Atom,

$h\nu$  die Energie eines Strahlungsquants mit der Frequenz  $\nu$ .

Sowohl die Ionisierungs- als auch die Anregungs-Energie kann auf vielen unterschiedlichen Wegen zugeführt werden. Dazu zählen:

- Teilchenstöße bei denen die kinetische Energie getauscht wird
- Strahlung verschiedenster Art: Röntgen-, Ultraviolett- (UV-), Infrarot- (IR-), thermische, kosmische Strahlung
- starke elektrische Felder [Janz1992]

Gleichzeitig mit den Prozessen der Ladungserzeugung laufen auch die Umkehrprozesse, die Rekombinationen, ab. Als Rekombination wird die Vereinigung positiver und negativer Ladungsträger (Ionen, Elektronen) zu einem elektrisch neutralen Produkt (Atom, Molekül) bezeichnet.

### • Volumenprozesse

#### **Generation von Ladungsträgern.**

Wird ein Gasmolekül von einem beliebigen geladenen oder neutralen Teilchen (Elektron, Atom, Photon) getroffen (ein klassischer zentraler Zweierstoß, wobei Energie und Impuls ausgetauscht werden), kann es mit einer gewissen Wahrscheinlichkeit ionisiert werden. Der Prozess wird als Stoßionisation bezeichnet und spielt die wichtigste Rolle bei der Generation von Ladungsträgern im Gasvolumen. [Hert1968]. Die Gleichung (1.3) zeigt schematisch den Ionisationsverlauf eines Atoms durch ein Elektron:



Der Überschuss der kinetischen Energie des stoßenden Elektrons kann in kinetische Energie aller beteiligten Teilchen umgewandelt werden.

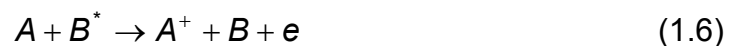
Liegt die Energie des stoßenden Elektrons unterhalb der Ionisierungsenergie des Atoms, kann die Ionisation in mehreren Stufen stattfinden. Nach jedem Stoß wird das Atom zu einem höheren energetischen Zustand  $A^*$  angeregt bis die notwendige Energie zur Ionisation erreicht ist.



Die angeregten Teilchen können auch von den Teilchen, die sich in einem Grundzustand befinden, ionisiert werden, wenn sie über die benötigte kinetische Energie verfügen [Siem2003]:



In Gasgemischen aus Gas  $A$  und Gas  $B$  kann es mit einer gewissen Wahrscheinlichkeit zu einer einstufigen Ionisation kommen, wenn die gespeicherte Energie in einer Anregungsstufe des Grundgases  $B^*$  größer ist als die Ionisierungsarbeit der Beimischung  $A$ . Beim Zusammenstoß der beiden Teilchen wird die Energie der angeregten Teilchen für die Ionisation der Beimischung verbraucht:



Dieser Ionisierungsvorgang wird als Penning-Effekt bezeichnet [Nass1971].

Der Prozess der Photoionisation beruht auf dem Zusammentreffen von Photonen mit genügend hoher Energie (größer als die Elektronenbindungsenergie) und Neutralteilchen, bei denen ein Elektron herausgelöst wird und dieses die überschüssige Photonenenergie als kinetische Energie erhält:



Dieser Prozess ist besonders für die erste Generation von Anfangselektronen und Elektron-Ion Paaren maßgeblich und wird im Allgemeinen durch die ständige kosmische Höhenstrahlung oder künstliche Bestrahlung mit ultravioletttem Licht ausgelöst. Der Vollständigkeit halber sind hier noch die Elektronenanlagerung (Bildung negativer Ionen) und die thermische Ionisation zu erwähnen, die aber eine untergeordnete Rolle spielen [Siem2003].



**Vernichtung von Ladungsträgern.**

Bei der Vernichtung von Ladungsträgern spielt die Elektron-Ion-Rekombination die wichtigste Rolle. Grundlegend sind die Regeln des Energie- und Impulserhaltungssatzes, deswegen nimmt bei der Rekombination auch ein drittes Teilchen (Atom, Ion, Elektron) teil, das die überflüssige Energie aufnimmt. Bei der Dreierstoß-Rekombination stößt ein positives Ion mit zwei Elektronen bzw. einem Elektron und einem Atom gleichzeitig zusammen. Die dabei freiwerdende Bindungsenergie wird als kinetische oder Anregungsenergie an die Stoßpartner abgegeben:



Ein weiterer Prozess der Vernichtung von Ladungsträgern stellt die Ionen-Ionen-Rekombination dar. Dabei stoßen zwei Ionen,  $A^+$  und  $B^-$ , zusammen. Das erste befindet sich danach in einem angeregten Zustand und das zweite gewinnt hohe kinetische Energie:



Von der Strahlungsrekombination spricht man, wenn nach dem Zusammenstoß die freigesetzte Energie in Form eines Photons ausgestrahlt wird, was den Gegenprozess zur Photoionisation darstellt [Siem2003]:



- **Wandprozesse**

**Generation von Ladungsträgern.**

Die Sekundärelektronenemission spielt die wichtigste Rolle bei der Ladungsträgergeneration durch Wandprozesse. Als wichtigste Prozesse sollen hier die Ion-Elektron-Emission und der photoelektrische Effekt genannt werden. Bei dem ersten Prozess werden bei den Stößen des Elektrons/Ions/Photons mit einer Oberfläche (im allgemeinen die Kathode) Sekundärelektronen erzeugt. Die Voraussetzung dafür ist, dass die bei der Neutralisierung von Ladungsträgern frei

werdende Energie höher ist als die Austrittsarbeit der Elektronen aus dem Material. Überflüssige Energie wird wieder als kinetische Energie an das Elektron weitergegeben. Bei dem photoelektrischen Effekt werden die Photonen von der Wand absorbiert. Wenn die dabei frei werdende Energie höher als die Austrittsarbeit der Elektronen ist, werden diese vom Material gelöst. Der Überschuss der Energie wird von den Elektronen in Form von kinetischer Energie absorbiert.

### **Vernichtung von Ladungsträgern.**

Die Vernichtung von Ladungsträgern an Oberflächen spielt bei den Niederdruckentladungen eine große Rolle, bei Atmosphärendruck ist sie marginal. Freie Ladungsträger werden im Allgemeinen durch Auftreffen auf eine leitfähige Oberfläche (Anode oder Kathode) neutralisiert. Die Elektronen treten beim Erreichen der Anodenoberfläche in das Metall ein. Die freigestellte Energie (Austrittsarbeit) wird in Wärme umgewandelt. Die gegen die Kathode stoßenden Ionen neutralisieren ihre Ladung durch die Aufnahme von Elektronen aus dem Metall [Gäng1953]. Treffen die Ladungsträger auf die isolierten Wände, besteht die Möglichkeit einer Rekombination durch 3er-Stoß mit der Wand als drittem Stoßpartner. Dadurch kann es gegebenenfalls zur Aufladung der Wand und zur Bildung von Oberflächenladungen kommen [Siem2003].

### **1.1.2 Townsend-Mechanismus**

Die Gasmoleküle befinden sich ständig in einer thermischen Bewegung, dabei gibt es Zusammenstöße. Durch äußere Einflüsse wie kosmische Strahlung, einfallendes UV-Licht oder natürliche radioaktive Strahlung entstehen in einem Gas frei bewegliche Ladungsträger. Die Anzahl der freien Ladungsträger wird durch das Gleichgewicht zwischen Generation und Rekombination bestimmt [Schu1974]. In einem schwachen elektrischen Feld driften die freien Ladungsträger zu den entsprechenden Elektroden. Die Driftgeschwindigkeit der Ladungsträger ist proportional zu der Feldstärke. In Folge des elektrischen Stromes im Gas entstehen keine zusätzlichen Ladungsträger. Der Strom wächst mit zunehmender Feldstärke und erreicht eine Sättigung, die bei ca.  $10^{-18} \text{ A/cm}^2$  liegt. Diese Entladung wird als unselbständige Entladung bezeichnet.

Erhöht man weiter die Feldstärke, werden die Ladungsträger innerhalb der zur Verfügung stehenden freien Weglänge so stark beschleunigt, dass ihre kinetische Energie höher als die Ionisierungsenergie der sich im Gas befindenden Teilchen ist. Durch Elektronen getroffene neutrale Teilchen werden durch Stoßionisation ionisiert. Die dabei freigesetzten Elektronen beteiligen sich ebenfalls wieder an der Ladungsträgergeneration. Es kommt zu einer starken Vermehrung der Ladungsträger, die als Elektronenlawine bezeichnet wird (Abbildung 1.1). Die freigesetzten Elektronen bewegen sich mit einer deutlich höheren Geschwindigkeit als die Ionen und bilden den Kopf der Lawine. Die Ionen, die als nahezu ruhend angenommen werden, bleiben an dem Entstehungsort zurück und bilden den Lawinenschwanz mit positiver Ladung. Die Geschwindigkeit einer Lawine ist vom elektrischen Feld, dem Gas und dessen Druck abhängig und beträgt etwa  $0,1 \cdot 10^6 \text{ m/s}$  [Meek1978]. Bei kleineren Werten  $pd$  ( $< 3 \text{ bar mm}$ ) entspricht die Bildungszeit einer Elektronenlawine der Laufzeit eines Elektrons im Elektrodenzwischenraum [Rage2006].

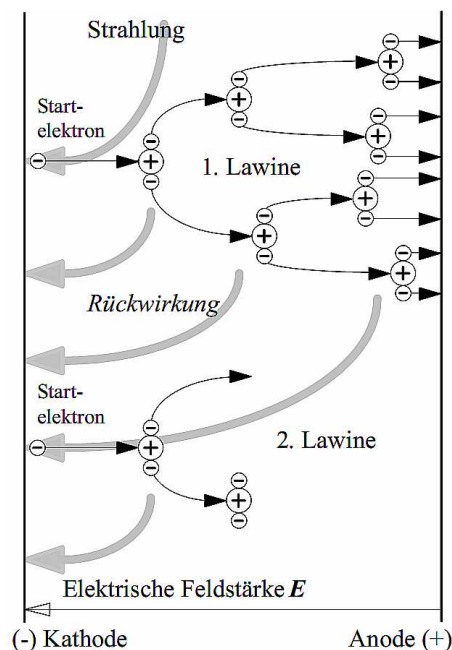


Abbildung 1.1: Generationenmechanismus nach Townsend: Entstehung einer primären Elektronenlawine und Rückwirkung auf die Kathode, Schematische Darstellung [Küch2005]

## Theoretische Grundlagen

Die Anzahl der von einem Startelektron erzeugten neuen Elektronen pro Längeneinheit wird durch den 1. Townsend-Koeffizienten (Ionisierungszahl) charakterisiert:

$$\alpha = A \cdot p \cdot e^{\left( \frac{B}{\frac{E(x)}{p}} \right)} \quad 1/\text{mm} \quad (1.12)$$

wobei:

$E(x)$  elektrische Feldstärke,  
 $p$  Druck,  
 $A, B$  empirische Gaskonstanten sind.

Eine besondere Beschreibung der Ionisierungszahl gilt für die Edelgase und wird in der Dissertation [Dunz1987] nach Takeishi angegeben:

$$\alpha = p \cdot K_1 \cdot \left( 1 - e^{\left( \frac{\frac{E(x)}{p} - K_2}{K_3} \right)} \right) \quad 1/\text{mm} \quad (1.13)$$

wo:

$K_1, K_2, K_3$  empirische Gaskonstanten sind.

Die oben genannten Formeln gelten nur in bestimmten Druck- und Feldstärke-Bereichen. Die Gültigkeit ist aus den entsprechenden Tabellen in der Form  $E(x) / p$  zu entnehmen.

Bei den elektronegativen Gasen, z.B. Sauerstoff oder Schwefelhexafluorid ( $\text{SF}_6$ ), finden Anlagerungen der Elektronen an den Atomen statt. Deswegen muss bei diesen Gasen ein so genannter effektiver Ionisierungskoeffizient  $\alpha^*$  eingeführt werden der dieses Phänomen berücksichtigt:

$$\alpha^* = \alpha - \eta \quad (1.14)$$

$\eta$  Anlagerungskoeffizient

Die Anzahl der Elektronen  $N_e(x)$ , die nach der Weglänge  $x$  von  $N_e(0)$  Startelektronen entstanden sind, berechnet sich aus der Formel:

$$N_e(x) = N_e(0) \cdot e^{\int_0^x \{\alpha^* \cdot x'\} dx'} \quad (1.15)$$

Die positiven Ionen, die bei der Ionisation entstehen, driften zur Kathode, wo sie Sekundärelektronen auslösen können. Gleichzeitig finden im Gasvolumen Rekombinationsprozesse statt, wobei die Energie in der Form von Photonen abgestrahlt wird. Die Photonen können aus der Kathode weitere Sekundärelektronen freisetzen (Photoionisation).

Die Freisetzung der Sekundärelektronen von der Kathode wird durch den 2. Townsend-Koeffizienten  $\gamma$  (Sekundär-Emissionskoeffizient, Oberflächenionisierungszahl) erfasst. Sein Wert wird als Summe verschiedener Prozesse dargestellt [Küch2005]:

$$\gamma = \gamma_i + \gamma_p + \gamma_m \quad (1.16)$$

Die dabei beteiligten Prozesse sind: die Auslösung von Sekundärelektronen an der Kathode durch Ionenschlag ( $\gamma_i$ ), durch den Photoeffekt ( $\gamma_p$ ) und durch den Einschlag metastabiler Atome ( $\gamma_m$ ) [Bütt2003].

Bei einer selbständigen Entladung muss die Anzahl der von einer Elektronenlawine erzeugten positiven Ionen ausreichend sein, um mindestens ein Sekundärelektron an der Kathode zu generieren und dadurch auch eine Folgelawine zu starten. Dieses Kriterium wurde von Townsend formuliert und ist als Zündkriterium für den Townsendmechanismus bekannt:

$$\gamma(e^{\alpha \cdot d} - 1) \geq 1 \quad (1.17)$$

Werden weniger neue Startelektronen erzeugt, so kommt der Prozess zum Erliegen, es bildet sich kein leitfähiger Kanal, und die Spannung über den Elektroden bricht nicht zusammen. Die minimale Aufbauzeit eines Durchschlagskanals ist durch die Driftgeschwindigkeit der positiven Ionen bestimmt, da diese im Vergleich zu Elektronen eine deutlich niedrigere Driftgeschwindigkeit aufweisen. Für einen Elektrodenabstand von  $d = 1$  cm in Luft unter Normalbedingungen beträgt der Abstand zwischen Folgelawinen ca. 100 ns [Beye1986, Küch2005].

### 1.1.3 Streamer-Mechanismus

Der Aufbau einer Lawine nach dem Townsend-Mechanismus lässt sich bei steigenden Werten von Druck, Schlagweite oder Spannungsteilheit nicht mehr erklären, da die Kanalaufbauzeit stark absinkt. Zusätzlich ist die Zündspannung unabhängig vom Kathodenwerkstoff, was darauf hin deutet, dass die Rückwirkungsereignisse (Entstehung von Sekundärelektronen) nicht an der Kathode stattfinden.

Diese Phänomene werden durch die Streamer-Theorie erklärt, die von Loeb, Meek und Raether entwickelt wurde [Loeb1960, Meek1978]. Im Gegensatz zum Generationenmechanismus nach Townsend, der auf der Bildung von mehreren Elektronenlawinen basiert, geht der Streamer-Mechanismus von nur einer Elektronenlawine aus [Böni2004]. Dieser Mechanismus ist mit dem Aufbau eines dünnen ionisierten Kanals (Streamer) zwischen den Elektroden charakterisiert [Rage2006]. Die sehr beweglichen Elektronen bilden einen negativen, kugelförmigen Lawinenkopf und driften in die Richtung der Anode. Der Durchmesser des Lawinenkopfes wächst mit zunehmendem Weg aufgrund von Diffusionsvorgängen an. Die relativ unbeweglichen positiven Ionen bleiben praktisch an der Entstehungsstelle und bilden den Lawinenschwanz. Erreicht die Elektronenanzahl im Kopf einer Elektronenlawine, bevor diese die Anode erreicht, den kritischen Wert ( $N_{krit}$ ) von  $10^6 \dots 10^8$ , was einer kritischen Elektrodendichte von ca.  $10^{19} \text{ cm}^{-3}$  entspricht [Loza1975], [Elia1985], kommt es, wie in der Abbildung 1.2 dargestellt, zur Verzerrung des äußeren elektrischen Feldes. Das Raumladungsfeld der Lawine nimmt dabei Werte an, die in der Größenordnung des äußeren Feldes liegen.

An der Front des Lawinenkopfes kommt es durch die Raumladungen zu einer besonderen Verstärkung der Feldstärke ( $E_{max}$ ) gegenüber dem Grundfeld ( $E_0$ ). Das führt dazu, dass sich die Zahl der Stoßionisationsvorgänge, Anregungen und Rekombinationsvorgänge dort erhöht. Die dort entstehenden Photonen breiten sich über den ganzen Gasraum aus und tragen der Erzeugung von weiteren Startelektronen bei. Diese bilden den Ausgangspunkt für Sekundärlawinen (Abbildung 1.3).

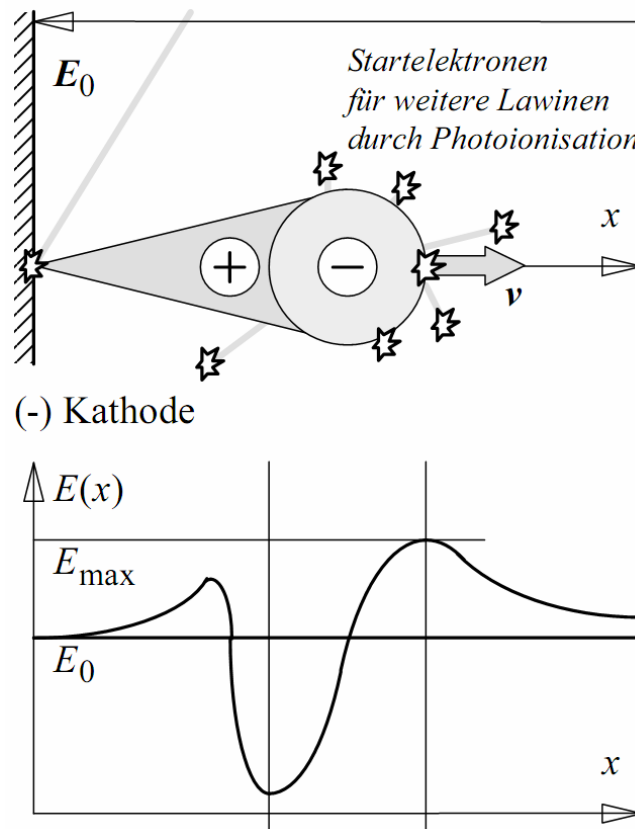


Abbildung 1.2: Verzerrung des lokalen elektrischen Feldes durch eine Elektronenlawine. Das elektrische Feld wird an der Front des negativen Lawinenkopfes verstärkt [Küch2005]

Die hinter dem Lawinenkopf erzeugten Elektronen werden von den positiven Raumladungen angezogen (Konvergierung der Lawinen). Aus der Summe aller Lawinen entsteht ein leitender Kanal (Streamer) [Küch2005, Kind1985]. Von den Sekundärlawinen bleiben positive Raumladungen zurück, die nachfolgende Sekundärelektronen einfangen können, was zum Wachstum des Streamers zu der Kathode führt. In Anodenrichtung geschieht das gleiche, da sich aber keine positiven Raumladungen vor dem Lawinenkopf befinden, werden die Elektronen nicht eingefangen. Deswegen wächst der Streamer in Anodenrichtung schneller [Siem2002].

Die Wachstumsgeschwindigkeit des Streamers ist von dessen Länge und der Höhe der Feldstärke abhängig. Deswegen wächst der Streamer im Laufe der Zeit schneller. Die Geschwindigkeit des Streamers wird nach [Meek1978] mit  $10^6$  m/s angegeben was um den Faktor 10 höher als bei dem Generationenmechanismus

nach Townsend liegt. Diese Werte entsprechen etwa den Elektronenlaufzeiten zwischen den Elektroden.

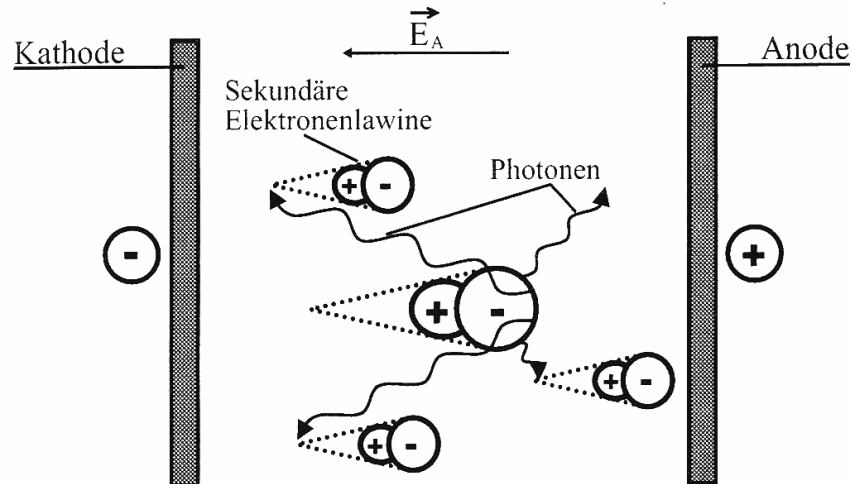


Abbildung 1.3: Mechanismus des Streamerwachstums [Siem2002]

In der Analogie zur Zündbedingung nach Townsend kann die Zündbedingung für den Streamer-Mechanismus wie folgend formuliert werden:

$$e^{\left[ \int_0^d \alpha^* dx \right]} \geq N_{krit} \quad (1.18)$$

wobei:

$\alpha^*$  effektiver Ionisierungskoeffizient,  
 $N_{krit}$  die kritische Zahl der Elektronen sind.

Es gibt in der Literatur keine festen Angaben, die die Existenzbereiche beider Entladungsmechanismen voneinander trennen. Die experimentellen Untersuchungen haben gezeigt, dass der Übergang vom Townsend- zum Streamer-Mechanismus je nach untersuchter Anordnung im Bereich  $pd \approx 2 - 65 \text{ bar mm}$  liegt [Raiz1997]. Diese Werte sind für eine statische bzw. langsam steigende Spannung ermittelt. Steigt die angelegte Spannung schnell, sinken die  $pd$ -Werte, da die Zündung bei einer großen Überspannung stattfindet, was zu einer erheblichen Erhöhung der Ionisationskoeffizienten führt.



### 1.1.4 Paschen-Gesetz

Auf der Basis der Townsendschen Entladungstheorie wird der Übergang von einer unselbständigen in eine selbständige Entladung durch die Durchschlagsspannung  $U_D$  beschrieben. Diese wurde von Friedrich Paschen 1889 für unterschiedliche Gase experimentell untersucht und in Form der heute so genannten Paschenkurven dargestellt. Hierbei ist die Durchschlagsspannung  $U_d$  über dem Produkt aus Druck  $p$  und Schlagweite  $d$  aufgetragen (Abbildung 1.4) und bildet damit das Paschen-Gesetz ab. Das Gesetz von Paschen lautet in allgemeiner Form:

$$U_d = p d \cdot f_1(p d) = f_2(p d) \quad (1.19)$$

Dieses sagt, dass die Zündspannung von zwei Elektrodenanordnungen mit unterschiedlichen Elektrodenabständen gleich ist, wenn das Produkt aus  $pd$  für beide gleich ist. Dieses besitzt zunächst Gültigkeit für planparallele Metallelektroden in Luft bei Gleichspannung. Es ist auf andere Gase übertragbar und hat dort ebenfalls seine Gültigkeit und charakteristische Merkmale, wie den typischen Verlauf und das Paschenminimum [Howa1965]. Diese Gültigkeit verliert das Gesetz bei großen und sehr kleinen  $pd$  - Werten. Dieses lässt sich auf Prozesse zurückführen, die nicht den Ähnlichkeitsgesetzen folgen. Als Beispiel seien die Rekombination und mehrstufige Prozesse genannt.

Links vom Paschenminimum beobachtet man eine Steigerung der Durchschlagsspannung, da die Wahrscheinlichkeit, dass ein Elektron auf seinem Weg zur Elektrode ein Atom ionisiert, abnimmt. In kleinen  $pd$  Bereichen sind zwei allgemeine Fälle zu betrachten. Das sind: Fester Elektrodenabstand bei variablem Druck und Variation des Abstandes bei festem Druck. Hält man den Abstand konstant und verringert den Druck, vergrößert sich die freie Weglänge der Elektronen, aber die Gesamtzahl der Stöße und damit die Erzeugung neuer Ladungsträger nimmt stark ab. Um den Durchschlag unter diesen Bedingungen zu erzeugen, muss die Spannung erhöht werden. Bei konstantem Druck und Verkleinerung des Abstandes zwischen den Elektroden bleibt zwar die freie Weglänge konstant, allerdings nimmt die Gesamtzahl der Stöße stark ab, da die Anzahl der zur Verfügung stehenden Gasmoleküle abnimmt. Trotz abnehmender Schlagweite muss die Spannung steigen.

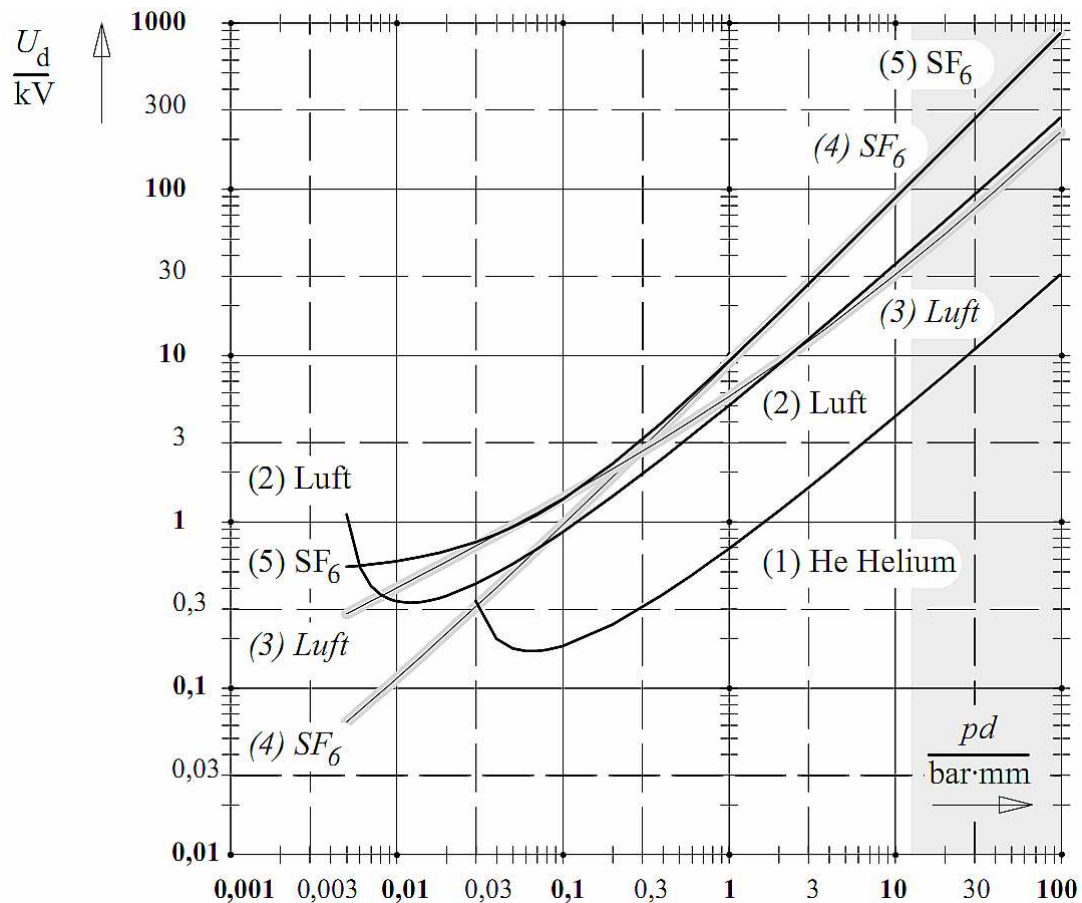


Abbildung 1.4: Berechnete Durchschlagspannungen als Funktion von  $pd$  (Paschenkurven) für verschiedene Gase [Küch2005]

Für einen sehr kleinen  $pd$ -Wert erhält man eine theoretisch unendlich große Durchschlagsspannung  $U_d$ , da bei geringen Abständen bzw. Drücken nicht mehr ausreichend Gasmoleküle für die Lawinenbildung durch Stoßionisation vorhanden sind. Hier greift das Modell des Generationendurchschlages nicht mehr und wird durch das Modell des Vakuumdurchschlages ersetzt. Hier spielt das Herauslösen von Metallionen aus der Elektrodenoberfläche, die als Metalldampf einen leitfähigen Kanal bilden, die wichtigste Rolle.

Im rechten Ast der Paschen-Kurve werden die hohen  $pd$ -Werte durch die großen Elektrodenabstände bzw. hohen Drücke erreicht. Bei zunehmender Gasdichte und konstanter Schlagweite nimmt die freie Weglänge der Elektronen ab, aber dafür steigt die Stoßwahrscheinlichkeit an. Allerdings reicht die dabei aufgenommene Energie nicht aus, um die Gasatome zu ionisieren und neue Ladungsträger zu

erzeugen. Deswegen steigt die Durchschlagsspannung. Wird die Gasdichte konstant gehalten und die Schlagweite vergrößert, bleibt die freie Weglänge konstant. Allerdings verringert sich die elektrische Feldstärke, was zu dem Anstieg der Durchschlagsspannung proportional zur Schlagweite führt.

Mit der Berücksichtigung der Townsendschen Zündbedingung ergibt sich die analytische Näherung des Gesetzes von Paschen, die in folgender Form dargestellt ist:

$$U_D = \frac{B \cdot pd}{\ln \frac{A \cdot pd}{\ln \left(1 + \frac{1}{\gamma}\right)}} \quad (1.20)$$

mit

$A, B$	empirische Gaskonstanten,
$p$	Gasdruck,
$d$	Schlagweite,
$\gamma$	2. Townsend-Koeffizient.

[Küch2005, Schr2006, Janz1992, Hertz1986]

## 1.2 Barrierenentladungen

Die Barrierenentladung (*dielectric-barrier discharge DBD*), auch als dielektrisch behinderte oder stille Entladung bezeichnet, gehört zu den selbstständigen nicht thermischen, kalten Gasentladungen. Sie entsteht zwischen Elektroden unter Wechselspannungsbelastung bzw. gepulster Gleichspannung, wenn sich dazwischen mindestens eine dielektrische Barriere in Form einer isolierenden Schicht befindet [Hipp2001].

Die kalten Plasmen befinden sich nicht im thermischen Gleichgewicht, d.h. nur eine Sorte Ladungsträger (im allgemeinen Elektronen) nimmt Energie auf. Bei den Barrierenentladungen wird der Strom fast ausschließlich von Elektronen getragen (die schweren und trägen Ionen nehmen während der kurzen Entladungsdauer nur

geringe Mengen Energie auf), so dass die Ionentemperatur in etwa der Gastemperatur entspricht.

Die Barriere kommt in einen direkten Kontakt mit der Entladung und erfüllt u. a. zwei Aufgaben: Sie begrenzt die transportierte Ladungsmenge (den Strom) und dadurch auch die umgesetzte Energie. Deswegen kann das nichtthermische Plasma bei atmosphärischen Gasdrücken betrieben werden. Die zweite Aufgabe ist die Verteilung der Entladung über die ganze Elektrodenoberfläche bzw. Dielektrikumsoberfläche [Piet2001].

Typische Elektrodenkonfigurationen der Barrierenentladung sind in der Abbildung 1.5 dargestellt. Teil a) der Abbildung zeigt schematisch den klassischen Aufbau einer Volumenordnung. Er besteht aus zwei parallelen Plattenelektroden, von denen eine oder beide mit einem Dielektrikum bedeckt sind. Bei den Untersuchungen, die ein Bestandteil dieser Dissertation sind, wurden die Elektrodenanordnungen mit doppelten dielektrischen Barrieren benutzt. Im Allgemeinen kann der Elektrodenabstand bei solchen Anordnungen zwischen einigen 10  $\mu\text{m}$  und einigen Millimetern liegen. Die Entladung entsteht beim Anlegen einer ausreichend hohen Wechselspannung über dem mit Gas gefüllten Volumen. Ein besonderer Fall der Volumenordnung ist ein so genannter „Packed-Bed-Reaktor“ (b). Ein Gasraum wird zusätzlich mit einem ggf. katalytisch aktiven Dielektrikum (z.B. in Kugelform) ausgefüllt, auf dem sich weitere Oberflächenentladungen ausbilden können. Dadurch wird die auf das Gasvolumen bezogene Entladungsdichte erhöht, was die Effizienz der Anordnung steigert. Im Bildabschnitt c) ist die Oberflächenanordnung, bei der sich eine schmale, ausgedehnte Hochspannungselektrode (HV-Oberflächenelektrode) auf einer Seite des Dielektrikums befindet, dargestellt. Die Rückseite wird mit einer Gegenelektrode verkoppelt. In dieser Anordnung breiten sich die Entladungen mit steigender Spannung ausgehend von den metallischen Oberflächenelektroden schrittweise auf der Oberfläche aus [Geri2002]. Die koplanare Elektrodenanordnung besteht aus einer oder mehreren Paaren von Elektroden mit entgegengesetzter Polarität. Die Elektroden sind vollständig in einem Dielektrikum in der Nähe der Oberfläche eingebettet (Abbildung 1.5 d). In dieser Anordnung breitet sich die Entladung auf der Dielektrikumsoberfläche zwischen den Elektroden aus und

ist durch den Abstand der Elektroden begrenzt [Hulk2005]. Diese Anordnung wird bei den in Kapitel 3.2 dargestellten Versuchen eingesetzt.

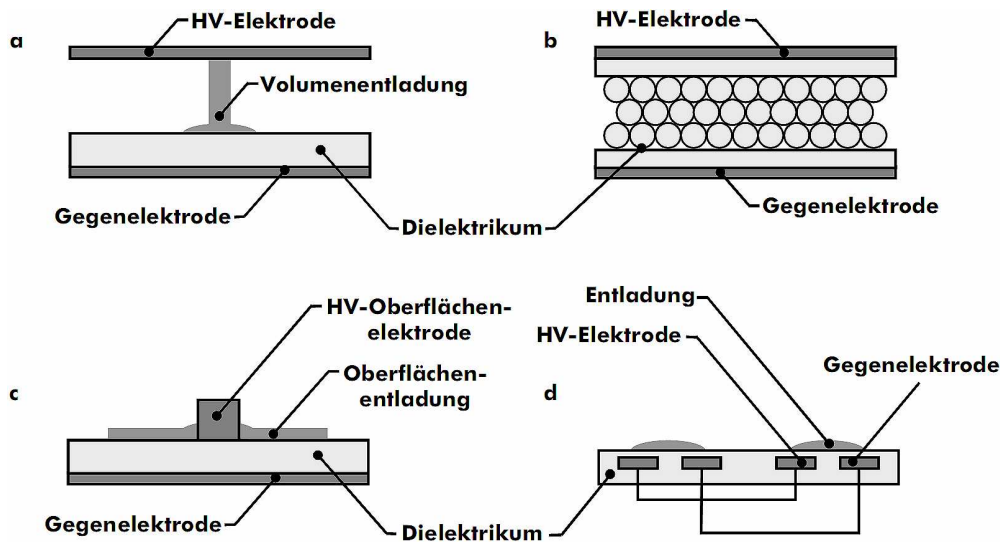


Abbildung 1.5: Entladungsgeometrien für Barrierenentladungen.

- a) Volumenanordnung; b) Packed-Bed-Reaktor;
- c) Oberflächenanordnung; d) koplanare Anordnung [Geri2002]

Erste experimentelle Untersuchungen von DBDs wurden von Werner von Siemens (1857) durchgeführt. Dabei wurden die DBDs zur Ozonerzeugung eingesetzt. Seitdem finden die DBDs zunehmend neue Anwendungen auf vielen Gebieten. Sie werden u.a. bei der Oberflächenbehandlung von Polymeren, der Abgasnachbehandlung (z.B. DeNO<sub>x</sub>-Prozesse), chemischer Niederdruckgasphasenabscheidung, Anregung des CO<sub>2</sub>-Lasers, dielektrischen Sperrschicht-Glimmlampen, und bei Plasma-Flachbildschirmen angewendet [Koge1997, Koge2001].

Je nach Anwendung und Reaktoraufbau können die Entladungsspalte von 0,1 mm bis ca. 100 mm reichen und die Spannungsfrequenz zwischen 50 Hertz und einigen Gigahertz liegen.

Die Barrierenentladungen werden nach Massinses [Mass1999] in drei unterschiedliche Arten nach Durchschlagsmechanismen klassifiziert:

- **Filamentierte Entladung**, als Folge des Streamer-Mechanismus'. In der großen Mehrheit der industriellen Anwendungen von DBDs werden die Entladungen im filamentierten Modus betrieben [Koge2001].
- **Glimmentladung** (GDBD – Glow Dielectric Barrier Discharge), die auf dem Townsendmechanismus basiert.
- **Homogene Entladung** (HD-Homogeneous Discharge) als die Überlagerung und das Zusammenwachsen von mehreren primären Elektronenlawinen in der Townsendphase der Entladung, die in Konsequenz zur Streamerausbildung führt.

Eine weitere Klassifizierung, die sich mit der Klassifizierung nach Massines teilweise überschneidet, wurde von Tepper [Tepp2003] vorgeschlagen. Sie beschreibt die Existenz zweier verschiedener Arten von homogenen Entladungen. Die beiden Arten wurden von [Tepp2002] weitgehend untersucht und als homogene **Typ 1-** und **Typ 2-Entladung** bezeichnet.

Auf die Arten der Barrierenentladungen, deren Mechanismen und Entstehungsbedingungen wird in den folgenden Unterkapiteln näher eingegangen.

### **1.2.1 Filamentierte Entladung**

In den meisten Fällen sind die DBDs beim atmosphärischen Druck nicht uniform. Das betrifft besonders die Entladungen, bei denen der Gasspalt größer als die mittlere freie Weglänge der Elektronen ist [Mass2005]. Zahlreiche Untersuchungen haben gezeigt, dass in diesen Elektrodenanordnungen eine Vielzahl von vereinzelt auftretenden, parallelen kurz lebenden Entladungskanälen (Filamenten) entsteht, die als Mikroentladungen bezeichnet werden. Die Mikroentladungen befinden sich in einem unstationären Zustand; die zeitliche und räumliche Verteilung der Kanäle ist zufällig. Aufgrund der kurzen Dauer der Mikroentladungen von etwa 1 - 100 ns kommt es dabei nur zu einer geringen Erwärmung des Gases (kaltes Plasma) [Koge1997]. Der Name Mikroentladung wird auf dünne, helle Plasma-Filamente zurückgeführt (Filamentierte Entladung, Filamentary Discharge - FD), die im Entladungsvolumen zu beobachten sind [Chir2005]. Für eine Entladung bei 1000 mbar Luftdruck und bei einem Elektrodenabstand von 1 mm beträgt der Filamentradius typischerweise ca. 0,1 mm. Die dabei gemessenen Stromspitzen

einzelner Filamente von 0,1 A ergeben eine Stromdichte, die im Bereich zwischen  $10^6 - 10^7 \text{ A/m}^2$  liegt. Aufgrund dieser Eigenschaften werden die Mikroentladungen und damit Barrierenentladungen als transiente Hochdruckglimmentladungen charakterisiert. Diese Bedingungen sind günstig für die Erzeugung von Ionen, angeregten Atomen und molekularen Spezies, die weiterhin zur Oberflächenbehandlung angewendet werden [Koge1997].

Jede Mikroentladung besteht aus einem zylindrischen Plasmakanal und einem mit der Dielektrikumsoberfläche kontaktierten Bereich (Fußpunkt) die sich zu einer Oberflächenentladung ausbreitet (Abbildung 1.6).

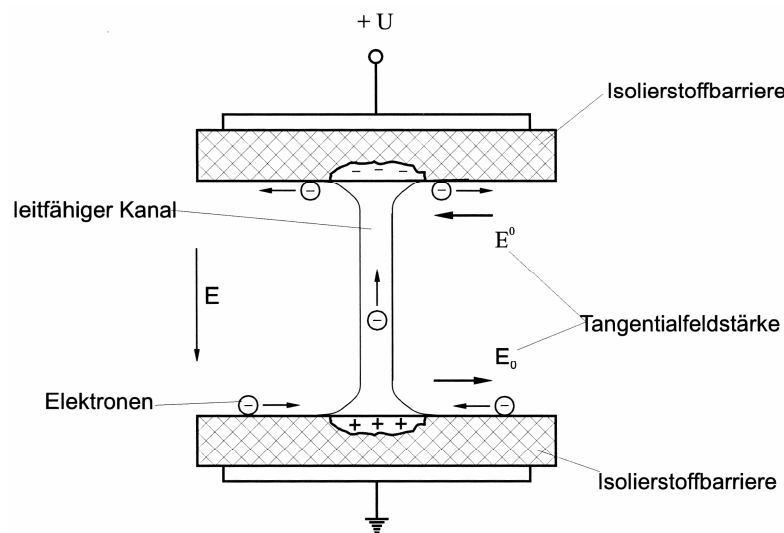


Abbildung 1.6: Schematische Darstellung einer Mikroentladung [Tepp2002]

Der Ablauf einer filamentierten Mikroentladung kann in vier Phasen unterteilt werden: Townsendphase, Streamerphase, Kathodenfallausbildung und Abklingphase. Der zeitliche Ablauf der Entladung ist auf einige Nanosekunden begrenzt [Giba2000]. Die schematische Darstellung dieses Ablaufes ist in der Abbildung 1.7 gezeigt.

Die Frühphase einer Mikroentladung in einer BDB-Anordnung verläuft ähnlich zu einer ohne Barriere [Koge2001]. Dieses wurde in dem Kapitel 1.1 genauer beschrieben. In der ersten Phase (Townsendphase) werden unter dem Einfluss des äußeren elektrischen Feldes die einzelnen freien Elektronen im Entladungsraum in Richtung der Anodenbarriere beschleunigt (Abbildung 1.7 a). Durch die

Stoßionisation kommt es nach der Townsend-Theorie zur lawinenartigen Vermehrung von Ladungsträger. Dabei wird das äußere elektrische Feld nicht beeinflusst.

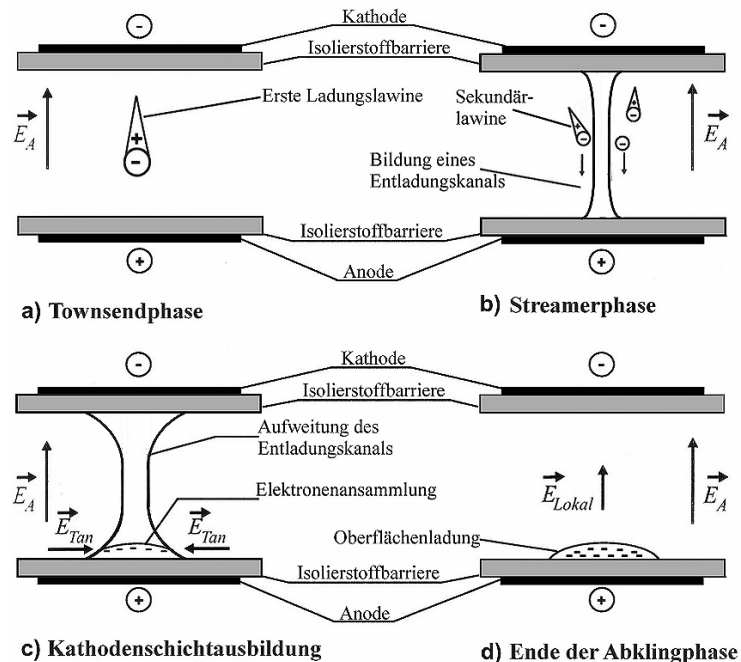


Abbildung 1.7: Schematische Darstellung der Entwicklungsphasen einer Mikroentladung nach [Tepp2002, Siem2002]

Nachdem die Lawine die Anodenbarriere erreicht hat, sammeln sich die Elektronen an deren Oberfläche (Oberflächenladung), da sie nicht durch die Barriere zur Anode abfließen können. Somit erhöht sich die Leitfähigkeit an der Stelle und verändert die Verteilung des elektrischen Feldes. Es kommt zur Senkung der elektrischen Feldstärke im Gasraum in der Nähe der Anodenbarrieren und zur Erhöhung in die Richtung der zweiten Barriere. Weitere ankommende Lawinen liefern zusätzliche Ladungsträger und tragen zur weiteren Erhöhung der Leitfähigkeit und der Feldstärke vor der gesammelten Ladung bei. Die Feldüberhöhung breitet sich in die Richtung der Kathode weiter aus. Es kommt zur Verzerrung der ursprünglichen Feldstärke im Gasspalt und Emission von Photonen. Als Konsequenz werden Photoelektronen im ganzen Gasvolumen ausgelöst und Folge-Lawinen gebildet (Abbildung 1.7 b). Ab diesem Zeitpunkt breitet sich die Entladung nach dem Streamer-Mechanismus weiter aus: aus den konvergierenden Lawinen bildet sich ein Streamer, der die



Kathodenbarriere im Nanosekundenbereich erreicht, womit der Entladungsspalt überbrückt wird.

Die Entladung nach dem Streamer-Mechanismus kann sich schon aus der primären Lawine ausbilden, wenn die kritische Elektronendichte im Lawinenkopf überschritten wird, noch bevor die Lawine die Anodenbarriere erreicht hat.

Die Kathodenfallausbildung ist die dritte Phase, in der der Strom seinen Maximalwert annimmt. Es entsteht ein Kathodenfallgebiet, dessen Dicke einige Mikrometer beträgt. Mittels des entstandenen Streamerkanals werden die Barrieren elektrisch miteinander verbunden. Die Elektronen aus dem Entladungskanal und aus der Oberfläche der Kathodenbarrieren sammeln sich an der Anodenbarriere (Abbildung 1.7 c). Dadurch entsteht eine positive Oberflächenladung auf der Kathodenbarriere (Abbildung 1.6).

In der Abklingphase kommt es zum selbständigen Verlöschen der Entladung. Dies resultiert aus den gesammelten Oberflächenladungen, die ein entgegengesetztes elektrisches Feld zu dem äußeren Feld erzeugen (Abbildung 1.7 d). Somit wird das äußere elektrische Feld im Bereich der durch die Mikroentladung deponierten Oberflächenladungen geschwächt und weitere Ionisierung entlang der Filamentspur verhindert. Auf den Barrierenoberflächen können durch ein starkes Tangentialfeld Gleitentladungen entstehen. Dadurch wird der Entladungskanal am Fußpunkt aufgeweitet. Nach der Umkehrung der Spannungspolarität wiederholt sich der Prozess erneut.

Bei einer DBD treten mehrere Mikroentladungen nebeneinander auf. Das kollektive Verhalten der Entladungen ist anders als das einzelner Entladungen. Diese „konkurrieren“ um die Oberfläche des Dielektrikums und treffen auf die Raumladungen aus den vorherigen Entladungen. Während der steigenden Spannungsflanke entstehen zusätzliche Mikroentladungen an neuen Stellen, da die Anwesenheit der Raumladung an den Stellen, wo die vorherigen Entladungen waren, die Feldstärke reduziert. Nach der Spannungsumkehrung beginnen die Entladungen an den Stellen, wo die alten verlöscht sind (günstige Feldüberlagerung). Deswegen ist die Einsetzspannung in der folgenden Spannungsperiode kleiner als in der ersten. Dieses Phänomen heißt Memory-Effekt und spielt eine entscheidende Rolle in allen

Barrierenentladungen. Die Mikroentladungsdichte hängt von der Leistungsdichte ab und erhöht sich mit deren Steigerung. Dies kann durch die Veränderung der Höhe der Entladungsstrecke, der Amplitude und der Spannungsfrequenz gesteuert werden. Bei der Verkleinerung des Gasspalt es steigt die Zahl der Mikroentladungen pro Flächeneinheit und senkt die Energie der einzelnen Mikroentladungen. Wird die Amplitude der angelegten Spannung erhöht, verteilen sich die Ladungen auf der dielektrischen Oberfläche homogener. Zusammenfassend sind die charakteristischen Kenndaten einer typischen Mikroentladung in der Tabelle 1.1 dargestellt [Siem03, Koge2001, Dinu2005, Tepp2002, Zril2005].

Tabelle 1.1: Eigenschaften der Mikroentladung in Luft bei Atmosphärendruck, Barrierenabstand 1 mm [Koge2000]

Dauer	$10^{-9}$ - $10^{-8}$ s
Filamentenradius	ca. $10^{-4}$ m
Stromspitze	0,1 A
Stromdichte	$10^6$ - $10^7$ Am <sup>-2</sup>
Gesamtladungsmenge	$10^{-10}$ - $10^{-9}$ C
Elektronendichte	$10^{20}$ - $10^{21}$ m <sup>-3</sup>
Mittlere Elektronenenergie	1-10 eV
Filamenttemperatur	nah der Gastemperatur im Gasspalt

### 1.2.2 Glimmentladung und homogene Entladung (Typ 1- und Typ 2-Entladung)

Die aus dem Niederdruckbereich bekannte Glimmentladung kann auch beim Atmosphärendruck in einigen Gasen erzeugt werden. Diese wurde nach Okazaki Atmospheric Pressure Glow Discharge (APGD) benannt [Koge2001].

Im Gegensatz zur im Kapitel 1.2.1 beschriebenen filamentierten Entladung treten bei der APGD keine diskreten Entladungskanäle auf, und in dem ganzen Gasvolumen ist ein gleichmäßiges diffuses Plasma zu beobachten (Abbildung 1.8). Die Lichtverteilung zwischen den Elektroden hat die Struktur der Niederdruck-Glimmentladung. Die besteht aus dem negativen und positiven Glimmlicht, Faraday-Dunkelraum und der positiven Säule. Im Gegensatz zu der filamentierten Entladung wird bei dem APGD nur ein Stromimpuls pro Halbperiode der angelegten Spannung gemessen. Die gemessenen Ströme zeigen 30-fach höhere Amplituden und die Entladungszeiten sind um den Faktor 1000 länger im Vergleich zu den filamentierten Entladungen. [Goud1999]

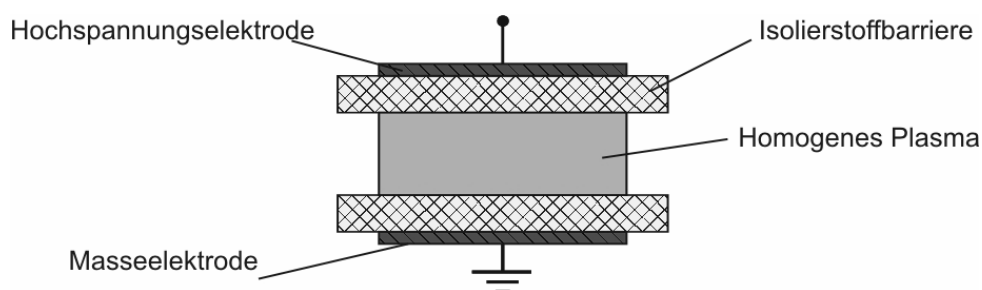


Abbildung 1.8: Schematische Darstellung einer homogenen Entladung in einer Doppeltbarrierenanordnung

Bei der Oberflächenbehandlung haben die APGD einige Vorteile gegenüber den filamentierten. Durch die gleichmäßige Verteilung der Entladung über die ganze Oberfläche wird auch die Energie gleich verteilt, was die Homogenität der Behandlungseffekte verbessert. Ein weiterer Vorteil ist eine größere Veränderung der Oberfläche bei kleinerer Degradationsstufe. Die APGD kann aber nur unter bestimmten Bedingungen existieren. Die Existenzbereiche werden durch solche

Parameter wie Gaszusammensetzung, Oberflächeneigenschaften des Dielektrikums sowie Spannungsfrequenz bestimmt.

Die ersten Versuche an homogenen Entladungen wurden von Bartnikas [Bart1968] in Helium zwischen metallischen Elektroden durchgeführt. Von einem homogenen Plasma in einer Barrierenanordnung wurde zum ersten Mal von Donohoe [Dono1979] berichtet. Er benutzte als Prozessgas eine Gasmischung aus Helium und Ethylen. Weitere Untersuchungen haben die Möglichkeit gezeigt, die APGD auch in anderen Gasen zu erzeugen. Die Gruppe von Okazaki hat die Untersuchungen für Helium, Argon, Luft, Sauerstoff und Stickstoff durchgeführt [Okaz1993, Kogo1994]. Massines u.a. haben zu der Erklärung des Mechanismus der APGD beigetragen. Neben grundlegenden Untersuchungen hat sie sich mit der Modellierung und Simulation der homogenen Barrierenentladung beschäftigt [Mass1998, Mass1998a, Mass1998b, Mass2005].

Die APGD kann auftreten, wenn das Bilden von Streamer- und Mikroentladungen vermieden wird. Das ist möglich, wenn der Durchschlag unter niedrigeren Werten der elektrischen Feldstärke stattfindet. Eine weitere Voraussetzung ist eine hohe Startelektronendichte im Gasraum. Diese kommt aus der vorherigen Entladung oder aus der Vorionisation des Gases [Mass1998a]. Die Entstehung von APGD wird auch durch die Existenz von metastabilen Teilchen im Entladungsspalt bedingt [Siem2003], die in der Lage sind, die Ionisierungskoeffizienten zu erhöhen. Daher wird in dem Kapitel 1.3 ein Einblick in Entladungsmechanismen in Helium und Argon und die Rolle der metastabilen Spezies in der Atmosphärendruck-Glimmentladung gegeben.

Aus den vielen Startelektronen können sich im angelegten elektrischen Feld parallel viele Elektronenlawinen entwickeln, die die Ionisation des Gases stufenweise erhöhen (Townsendmechanismus) (Abbildung 1.9) [Mass1998a]. In dem Zeitpunkt, wenn die Lawinen die kritische Anzahl von Elektronen (Streamer-Kriterium) erreicht haben ( $z_{\text{krit}}$ ), kommt es nicht zur Entwicklung des Streamers, sondern es entsteht ein homogenes Plasma. Der Grund ist, dass durch die hohe Vorionisation der Abstand zwischen den einzelnen Lawinen klein ist (kleiner als der Radius des Lawinenkopfes  $r$ ), was die Überlappung der zusammenwachsenden Lawinenköpfe zur Folge hat. Der Gradient der elektrischen Feldstärke parallel zur Elektrode wird verkleinert, daher ist der Aufbau des Streamers nicht möglich. Die Elektronen, die die

Anoden-Barriere erreicht haben, haften auf dessen Oberfläche. In der nächsten Spannungshalbwelle sind sie daher einfacher zu befreien. Dadurch erhöht sich die Sekundäremission aus der Kathode. Die Primärlawinen entstehen in der Nähe der Anode und in der Mitte des Entladungsraumes, wo die Elektronendichte höher ist. Eine Erhöhung der Gasionisation führt zur Entstehung des Kathodenfalls.

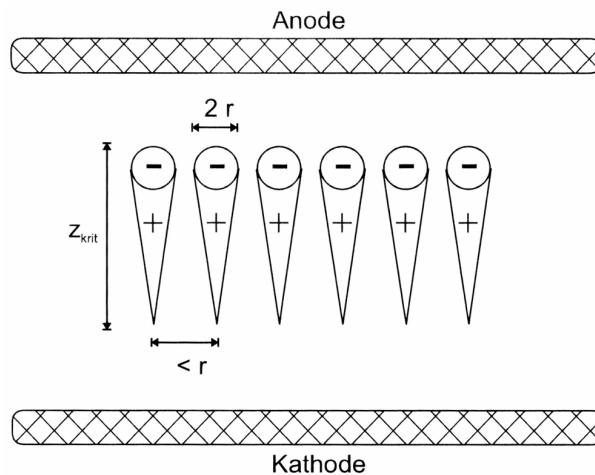


Abbildung 1.9: Schematischer Verlauf der parallelen Elektronenlawinen in einer homogenen Barrierenentladung [Tepp2003]

Die für das Auftreten von APGD bei einem Entladungsspalt von 1 mm notwendigen Anfangselektronendichten betragen  $5 \cdot 10^8 \text{ cm}^{-3}$  für Stickstoff und  $2 \cdot 10^4 \text{ cm}^{-3}$  für Helium. Elektrisch wird die APGD durch das Auftreten von einzelnen Stromimpulsen pro Spannungshalbwelle bei der Strommessung über die Anordnung charakterisiert. [Koge2001, Mass1998a, Tepp2002].

Nach [Tepp2002] und [Li2004] wird die APGD als homogene Entladung Typ 2 bezeichnet. Erzeugt wird sie in einer Elektrodenanordnung mit zwei  $\text{Al}_2\text{O}_3$ -Keramikbarrieren. Die Entladungen zeichnen sich durch geringere Stromstärken aus (Milliamperebereich) und dauern einige Mikrosekunden. Die Stromdichte steigt innerhalb von 10  $\mu\text{s}$  bis zu einigen 10  $\mu\text{s}$  auf eine Amplitude von einigen  $100 \mu\text{A/cm}^2$ . Der Entladungs-Widerstand verändert sich während der Entladung. Beim Strommaximum liegt er bei ca. 100 k $\Omega$  und zum Ende des Stromimpulses ist er um

den Faktor 3 - 5 höher. Die Typ 2-Entladungen werden bei Frequenzen im Kilohertzbereich erzeugt und durch die geringe Stromstärke der Entladungen meist deutlich vom kapazitiven Verschiebungsstrom überlagert.

Die homogene Entladung nach der Qualifizierung von [Mass1999] (siehe S. 22) ist bezüglich des Entladungsmechanismus' zwischen FD und APGD einzuordnen. Sie entsteht als Folge von Überlagerung und Zusammenwachsen von mehreren primären Elektronenlawinen. In der Anfangsphase wird davon ausgegangen, dass die Barrierenoberflächen gleichmäßig aufgeladen sind. Zur gleichmäßigen Aufladung der Oberflächen kommt es als Konsequenz der vorherigen Entladungen (Memory-Effekt). Auf Grund der steigenden Spannung im Gasspalt kommt es zur gleichmäßigen Emission und Desorption der gesammelten Elektronen aus der Kathodenbarriere. Die im elektrischen Feld beschleunigten Elektronen führen zu Ionisationsprozessen und dadurch zur parallelen Entstehung der Elektronenlawinen. Da die Anzahl der Start-Elektronen groß genug ist, erreichen die Lawinen keine kritische Anzahl der Elektronen, bevor sie an der Anodenbarriere ankommen, da sie sich überlagern. Die Anodenbarriere wird gleichmäßig aufgeladen, es bildet sich eine gleichmäßige raumladungsbehaftete Zone vor der Barriere. Das äußere elektrische Feld wird dadurch verzerrt. Die Elektronen aus den Sekundärlawinen driften unter dem Einfluss der hohen Feldstärke zur überlappenden Elektronenlawine bzw. zur raumladungsbehafteten Zone. Ab diesem Zeitpunkt bildet sich die Entladung nach einer Art des Streamer-Prinzip fort. Dies kann als Bildung einer „Spitze“ mit dem Radius der ganzen Elektrodenfläche, die sich von der Anode in Richtung Kathode ausbreitet, beschrieben werden. Erreicht der „homogene“ Streamer die Kathodenbarriere, findet die Umladung der Barrieren statt. Das Ionisationsniveau des Gases ist in diesem Fall niedriger als das von der FD. [Leva1979, Tepp2002, Mass1998b, Goud1999]

Nach [Tepp2002] und [Li2004] wird diese Entladungsart als homogene Typ 1-Entladung bezeichnet. Diese wurde zwischen beidseitig mit Mylar beschichteten Elektroden erzeugt. Sie wird durch einen für jede Halbschwingung auftretenden kurzen Entladungsimpuls charakterisiert, der einem Ladungssprung gleichzusetzen ist. Die Stromdichte steigt innerhalb einer Zeit kleiner 10 ns auf eine Amplitude von

einigen 100 mA. Im Gegensatz zur Typ 2-Entladung bleibt der Entladungs-Widerstand konstant und liegt im  $k\Omega$  - Bereich.

Bei seinen Untersuchungen in [Li2004] entdeckte Li eine homogene Entladungsform, die eine Kombination einer stromschwachen Typ 2 und einer stromstarken Typ 1-Entladung darstellt. Die Entladungen traten bei Barrieren aus 1 mm  $Al_2O_3$ , mit Graphitspray, Graphit oder einem dünnen Metallgitter als Kontaktierung, bei 4 mm Spaltabstand auf, sobald die anregende 50 Hz-Sinusspannung die Grenze von 36 kV (Spitze-Spitze) überschritt. Vorher wurden lediglich Typ 2-Entladungen erreicht.

## **1.3 Mechanismen der Entladung in Helium und Argon**

### **1.3.1 Die metastabilen Zustände**

Wird ein Atom angeregt (Kapitel 1.1.1), emittiert es nach einer gewissen Verweilzeit die aufgenommene Energie spontan direkt oder stufenweise wieder. Die Verweilzeiten liegen in der Größenordnung von 100 Nanosekunden [Fink1964, Mier1973].

Für die Atome einiger Elemente gibt es Übergangsverbote, die den Übergang von einem oder mehreren über dem Grundniveau liegenden Niveaus zum Grundniveau nicht gestatten. Hat ein Atom durch die Anregung bzw. eine Reihe von Emissionsakten so einen Zustand erreicht, ist die Rückkehr in den unangeregten Zustand versperrt, bis eine Wirkung eintritt, die das Übergangsverbot außer Kraft setzt. Durch äußere Störungen, z.B. durch Zusammenstöße der zweiten Art mit anderen Teilchen (Atome, Elektronen), können diese Verbote aufgehoben werden, und das Atom kann in ein Grundniveau zurückkehren, bzw. kann ionisiert werden.

Der Zustand eines Atoms, aus dem ein Übergang zu einem Grundniveau nicht gestattet ist, wird ein metastabiler Zustand genannt. Die Metastabilen können weder direkt noch indirekt mit dem Grundzustand kombinieren. Sie besitzen zwar keine absolute, aber eine begrenzte Stabilität, was sich in ihrer Lebensdauer widerspiegelt. Diese ist relativ hoch und beträgt beispielsweise für metastabile Zustände von Helium  $He^*(3S1)$  bis zu 8000 s. Die besondere Bedeutung der metastabilen

Zustände liegt darin, dass sie Speicher und Träger von potenzieller Energie darstellen, die im atomaren Maßstab gemessen recht erheblich sind (für Helium  $2^3S$  beträgt die Energie 19,77 eV) und das Geschehen z.B. in einem Plasma maßgebend beeinflussen können [Mier1970, Mier1973, Fink1964].

Wenn das Anregungsniveau eines angeregten Atoms in der Größenordnung des metastabilen Niveaus (1-15 mal kinetische Energie des Atoms) liegt, kann der Übergang zu einem metastabilen Zustand in Folge des Zusammenstoßes mit anderen Atomen erfolgen. Ein Zusammenstoß eines unangeregten Atoms mit einem Elektron kann ebenfalls zur Entstehung eines Metastabilen führen [Flüg1956]:



Dabei ergeben sich für Helium zwei metastabile Zustände verschiedener Multiplizität (siehe Tabelle 1.2). Der  $He(2^1S)$  - Zustand kann durch die Emission von zwei Photonen mit einer Zeitkonstanten  $\tau = 19.5$  ms zerfallen. Bei dem  $He(2^3S)$ , der als Grundzustand des Triplettsystem-Zustands angesehen werden kann, wird der Übergang in den He-Grundzustand zusätzlich durch das Interkombinationsverbot erschwert. Er zerfällt hauptsächlich durch einen magnetischen Dipolübergang, die Lebensdauer beträgt hier  $\tau = 8 \cdot 10^3$  s [Drak1969, Drak1971].

Zur Ionisierung durch den Zusammenstoß zweier neutraler unangeregter Molekeln sind sehr hohe Geschwindigkeiten der Stoßpartner erforderlich. Solche treten aber selbst in Plasmen extrem hoher Temperatur nur in verschwindendem Maße auf. Die Metastabilen tragen dazu bei, diese Ionisation einfacher zu realisieren.

Metastabil angeregte Atome als Träger hoher potenzieller Energie sind zur Ionisierung von Neutralteilchen fähig, wenn die Anregungsenergie ( $E^*$ ) die Bedingung erfüllt:

$$E^* > E_i \quad (1.22)$$

mit

$E_i$  – Ionisierungsenergie

Diese Bedingung ist in einem reinen einheitlichen Gas nicht erfüllbar, da die Ionisierungsenergie  $E_i$  grundsätzlich höher liegt als jede Anregungsenergie



desselben Atoms. Allerdings kann bei dem Zusammenstoß zweier angeregter Atome miteinander, was mit zunehmender Dichte der angeregten Atome immer wahrscheinlicher wird, eins von diesen ionisiert werden. Dies ist meistens möglich, wenn die Anregungsenergie  $E^*$  größer ist als die Hälfte der Ionisierungsenergie ( $E_i$ ). Beim Zusammenstoß zweier metastabiler Atome wird eines davon ionisiert, das andere geht in den Grundzustand zurück. Die restliche Energie ist in der Form von kinetischer Energie zu finden.



Die Häufigkeit solcher sog. Stufenprozesse wächst proportional mit dem Quadrat der Dichte der angeregten Atome.

Eine besondere Bedeutung hat die Ionisierung durch metastabil angeregte Atome in Gasmischungen. Wenn die Ionisierungsenergie eines Gases niedriger ist als die Anregungsenergie der Metastabilen des anderen, können die Teilchen des ersten Gases ionisiert werden. Das ist z.B. in einem Gemisch von Neon mit  $U^* = 16,6$  V und Argon mit  $U_i = 15,7$  V der Fall:



Solche Ionisierungsvorgänge werden Penning-Ionisation genannt.

Besonders wirksam sind dabei die Edelgase, da die metastabilen Energie-Niveaus bei diesen sehr hoch sind (für Helium  $2^3S$  sind das 19,8 eV) [Fink1964, Mier1970]. In der Tabelle 1.2 sind die Elektronenkonfigurationen der Metastabilen und deren Energieniveaus für häufig verwendete Gase im Vergleich zu den einfachen Ionisierungsenergien dargestellt.

Eine weitere Wirkung der Metastabilen ist die Reaktion mit Metalloberflächen. Metastabile können effizienter als andere Teilchen die Elektronen aus Metalloberflächen auslösen. In den Gasen, in denen Metastabile existieren, ist dieses bei dem Durchschlag bei hohen  $pd$ -Werten die Hauptquelle der Sekundärelektronen [Flüg1956].

Als Folge der Stöße mit anderen Teilchen (sowohl mit ionisierten als auch mit sich im Grundzustand befindenden) werden Metastabile vernichtet (siehe Kapitel 1.1.1). Es ist mit der Emission von Lichtquanten oder der Ionisation des Stoßpartners

verbunden. Weiterhin werden die Metastabilen durch die Zusammenstöße mit den Wänden des Gasgefäßes vernichtet. Ein anderer Prozess der Vernichtung ist mit der Anwesenheit von UV-Licht verbunden. Die UV-Strahlung bestimmter Wellenlänge wird leicht durch die Metastabilen absorbiert. Diese UV-Strahlung wird von der Entladung selbst emittiert. Die metastabilen Atome, die diese Strahlung absorbiert haben, werden dadurch zu einem höheren, nicht metastabilen Energieniveau übergehen. Von diesem Niveau gehen die Atome durch Emission von Lichtquanten in den Grundzustand zurück.

Tabelle 1.2: Elektronenkonfigurationen, metastabile Energieniveaus und einfache Ionisierungsenergien für häufig verwendete Edelgase nach [Enge1965, Flüg1956]

Gas	Elektronen-konfiguration	Metastabiles Energieniveau eV	Lebensdauer s	Ionisierungs-energie eV
He	$2^1S$	20,6	$19,5 \cdot 10^{-3}$	24,58
	$2^3S$	19,8	$8 \cdot 10^3$	
Ne	$1P_0$	16,7	430	21,56
	$3P_2$	16,6	24	
Ar	$3P_0$	11,7	$5 \cdot 10^{-6}$	15,76
	$3P_2$	11,5	1,3	
Kr	$3P_0$	10,5	100	13,96
	$3P_2$	9,9		

### 1.3.2 Die Rolle der Metastabilen in Helium und Argon

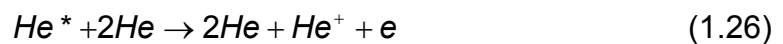
Es wurde in [Mass1998b] gezeigt, dass die Zündbedingungen und das Regime der Entladung in Edelgasen (Helium (He), Argon (Ar)) hauptsächlich durch Anregungsfrequenz und chemische Zusammensetzung des Gases kontrolliert werden. Die Entladungen in He und Ar verlaufen aber anders als z.B. die in Luft. Die Dauer der einzelnen Entladungspulse und Zeitintervalle zwischen diesen sind länger

als bei „normalen“ Gasen, was auf einen anderen Entladungsmechanismus hindeutet. Ein Parameter, der diese Entladung maßgeblich bestimmt, ist die Anwesenheit und die Konzentration der Metastabilen in dem Gasvolumen. Die metastabil angeregten Atome haben eine besondere Bedeutung bei der Entstehung und Aufrechterhaltung der HD und APGD. Der Einfluss der Metastabilen auf die Entladung in Edelgasen wird am Beispiel von Helium beschrieben. Die beschriebenen Mechanismen gelten auch für andere Edelgase (z.B. Argon).

Reines Helium kann grundsätzlich auf zwei unterschiedlichen Wegen ionisiert werden. Der erste ist die direkte Ionisation. Die freien Elektronen kollidieren dabei mit He-Atomen, was zu deren Ionisierung führt:



Eine weitere Möglichkeit der Ionisation von reinem Helium stellt die indirekte Ionisation durch metastabil angeregte Atome dar, deren Entstehung durch die Gleichung (1.21) beschrieben wird. Dabei handelt es sich um die Interaktionen der metastabilen Helium-Atome miteinander (Gleichung 1.23) und die Interaktion mit unangeregten Helium-Atomen:



Im Allgemeinen ist die Rolle der Metastabilen bei den Entladungen in Edelgasen aus drei Aspekten zu betrachten:

1. Sie sind in der Lage das Gas durch Penning-Ionisation zu ionisieren. Durch Kollision von nicht angeregten Atomen mit Metastabilen und Metastabilen mit Metastabilen wird der Ionisationsprozess verlangsamt. Die Ursache ist eine Zweistufigkeit des Prozesses: zuerst werden die Metastabilen durch Kollision mit Elektronen erzeugt, danach können weitere Teilchen von diesen ionisiert werden.
2. Die Penning-Ionisation, die mit der Anwesenheit von Metastabilen verbunden ist, ist von der elektrischen Feldstärke unabhängig. Die Folge ist die Senkung der Einsetzspannung, weil die Ladungsträger kontinuierlich, auch wenn keine Spannung anliegt, erzeugt werden.

3. Die Metastabilen verfügen über große Energie die ausreichend ist, um die Sekundäremission aus der Kathode zu induzieren. Dadurch erhöht sich der 2. Townsend-Koeffizient  $\gamma$  [Mass2002].

In Hinsicht auf die im Kapitel 1.2.2 dargestellten Voraussetzungen, die zur Entstehung einer HD bzw. APGD führen, ist es wichtig das Wachstum der Elektronenlawinen zu kontrollieren. Das Wachstum darf nicht zu schnell werden, damit die kritische Anzahl der Elektronen im Lawinenkopf nicht überschritten wird, bevor die Lawine die Barrierenoberfläche erreicht. Wird die kritische Anzahl erreicht, entwickelt sich ein Streamer. Wenn aber die Erzeugung der Ladungsträger bei niedrigeren Werten der elektrischen Feldstärke stattfindet, ist ein langsames Wachstum der Lawine möglich. Wichtig dabei ist eine hohe Startelektronendichte, die zur parallelen Entwicklung der Elektronenlawinen führt [Mass1998a, Rabe1997]. Diese werden von Metastabilen geliefert. Bei den APGD in Edelgasen entstehen die Metastabilen mit der Hilfe von Ionen und Elektronen, die in der positiven Plasmasäule gefangen sind. Das geschieht auch in den Zeitintervallen zwischen den einzelnen Entladungen und liefert kontinuierlich Metastabile. Diese können weiterhin durch Penning-Ionisation unabhängig von der elektrischen Feldstärke Ladungsträger erzeugen was eine hohe Startelektronendichte liefert [Mass2000]. Dank der im Vergleich zu den Entladungszeiten langen Lebensdauer verbleiben die metastabil angeregten Teilchen in dem Gasspalt. Daraus resultiert ein Memory-Effekt zwischen zwei nacheinander folgenden Entladungen, der sich in der Senkung der Zündspannung widerspiegelt. Dabei ist das Zusammenspiel von der Spannungsfrequenz mit der Lebensdauer der Metastabilen von besonderer Bedeutung [Subl2006].

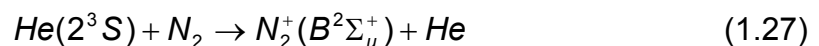
Es wurde von Massines in [Mass1998a] berichtet, dass die kalkulierten und experimentell erzeugten Durchschlagscharakteristiken im reinen Helium in DBDs nicht miteinander übereinstimmen. Diese Unterschiede sind auf Gasunreinheiten zurückzuführen. Es wurde spektroskopisch nachgewiesen, dass sich auch bei hochreinen Gasen immer Gasunreinheiten im Gasvolumen befinden, die eine wichtige Rolle bei dem Verhalten der Entladung spielen. Als Unreinheiten sind hier die Spurenmengen von Stickstoff und Sauerstoff gemeint. Sie beeinflussen die

Entladungsmechanismen in Edelgasen sehr stark, weil sie die Konzentration von Metastabilen durch diese Vernichtung absenken, was sich besonders auf die Zündung der Entladung auswirkt [Mass1998a, Rabe1997].

Da das niedrigste Energieniveau von metastabil angeregten Heliumatomen 19,8 eV beträgt, werden die Unreinheiten von hochenergetischen Metastabilen ionisiert. Diese Ionisation ist möglich, weil deren Ionisierungsenergien niedriger als die Anregungsenergien von Helium sind. Die Penning-Ionisation (siehe Kapitel 1.1.1) von den Spurmengen der Fremdatome trägt wesentlich zur Erhöhung von den effektiven Ionisationskoeffizienten bei niedrigen Feldstärken bei, was eine der Bedingungen ist, um Glimmentladung in den Edelgasen zu erzeugen [Subl2006].

Dort wo sich die Spuren Mengen von Stickstoff befinden, verläuft die Ionisation zweistufig:

1. Erzeugung von Metastabilen in Helium nach Gleichung (1.21)
2. Penning Ionisation von Stickstoff und Helium:



Dadurch wird der Ionisationsprozess verlangsamt und die Entstehung der Filamente vermieden [Muka2008].

Es ist zu bemerken, dass es minimale und maximale Konzentrationen von Gasunreinheiten gibt, bei denen die Entladung als Glimmentladung verlaufen kann. Bei zu niedrigen Konzentrationen ist der Penning-Effekt zu schwach und die Entladung läuft als filamentierte Entladung ab, da sich nicht ausreichende Mengen von Startelektronen im Gasvolumen befinden. Bei zu hohen Konzentrationen werden zu viele Metastabile durch Unreinheiten zerstört. Deswegen können diese nicht zur Entstehung der neuen Ladungsträger beitragen und die Entladung läuft in einem filamentierten Modus ab. Im Allgemeinen gilt es: je höher die Konzentration der Metastabilen bei der Zündung der Entladung ist, desto höher ist die Wahrscheinlichkeit, dass man die Glimmentladung erzielt.

Die in diesem Kapitel präsentierten chemischen Reaktionen sind stark vereinfacht und bestimmen nur einen Teil der realen Verläufe. Besonders die vielen metastabilen Zustände und Niveaus die bei Gasentladungsprozessen entstehen, werden hier als

eine einzige Bezeichnung gezeigt: für Helium  $\text{He}^*$ , für Argon  $\text{Ar}^*$ . Für eine weitergehende Beschreibung der Reaktionen sind [Golu2002, Stef2001, Zhan2006, Dinu2005] für Helium und [Boga1995] für Argon zu empfehlen.

### **1.3.3 Ausbreitung der Entladung in einem quasi-feldfreien Raum**

Ein weiteres Phänomen, das bei den Entladungen in Helium und Argon zu beobachten ist, betrifft im Allgemeinen die Ausbreitung der Entladung. Die Entladung läuft normalerweise in einem Reaktor in den Gebieten, die sich zwischen Elektroden befinden, ab. Dort sind die Bedingungen erfüllt, um die Entladung aufrecht zu halten: die Feldstärke und die Konzentration der entstehenden Metastabilen ist ausreichend hoch. Dadurch können die Ionisationsvorgänge auch dort stattfinden. Die Entladung in reinem He und Ar breitet sich über mehrere Millimeter außerhalb der Gebiete, die sich zwischen den Elektroden befinden, weit in die Bereiche geringer Feldstärke hinein aus. Sie ist z.B. in den Gaszuführungsschläuchen zu sehen, wo nur sehr geringe Werte der elektrischen Feldstärke herrschen, was jedoch keine durch ein elektrisches Feld bedingte Ionisation bedeutet.

Die Ausbreitung der Entladung ist kaum von der Strömungsrichtung des Gases abhängig. Sie breitet sich nicht nur in die Richtung des Gasflusses sondern auch in dessen Gegenrichtung aus. Dieses Phänomen ordnet man der Anwesenheit der Metastabilen zu. Sie können als Energieträger im Gasen gesehen werden. Dank der langen effektiven Lebenszeiten sind sie in der Lage, die Energie über längere Zeit zu speichern. Da sie elektrisch neutral sind, können sie ohne Relaxation unbemerkt im Gasraum von einem Gebiet zum andern diffundieren. Im Gegensatz zu den Ionen und Elektronen sind sie elektrisch neutral, wodurch diese Bewegung von dem umgebenden Feld nicht beeinflusst wird. Deswegen können sie die Energie zu anderen feldfreien Stellen transportieren und an Teilchen der gleichen Art oder an die Kontamination des Gases abgeben, was zu weiteren Ionisationsprozessen beiträgt. Nach der Rekombination wird die Energie in Form von Lichtquanten ausgestrahlt. Die Reichweite (Ausbreitung) ist hauptsächlich von der Lebensdauer der Metastabilen und von deren Quench- und Vernichtungs-Prozessen abhängig. Das

optisch detektierbare Leuchten des Gases breitet sich auf einige Zentimeter aus [Fink1964, Dinu2005].

Eine weitere Erklärung der Leuchterscheinungen in den Bereichen der schwachen Feldstärke liefern die Phänomene, die an Plasmajets beobachtet worden sind und als Ionisationswellen beschrieben werden können.

Es wird von [Meri2009] berichtet, dass die Struktur des Plasmas im Plasmajet keine homogene Form aufweist. Die Untersuchungen mittels Schnellbildkamera zeigen die Plasmaerscheinung als eine sich schnell bewegende Plasmakugel (Plasmabullet). Sobald die Plasmakugel das Gebiet der Elektroden verlässt wird sie auf eine Geschwindigkeit von  $10^5 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$  stark beschleunigt, was weit über der aus dem Gasdurchfluss berechneten Geschwindigkeit ( $8,53 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$ ) liegt.

Um die hohe Fortpflanzungsgeschwindigkeit der Plasmakugel in sehr schwacher elektrischer Feldstärke zu erklären, hat Luand Laroussi [Laro2006] ein auf Photoionisation basiertes Modell entwickelt. Hier wird davon ausgegangen, dass der kathodengerichtete Streamer einen quasi-neutralen ionisierten Kanal mit einer vernachlässigbaren Leitfähigkeit hinter sich hinterlässt. Nur der sphärenförmige Kopf des Streamers, der positive Ladungsträger beinhaltet, leuchtet. Als Folge der Fotoemissionen aus dem Kopf des Streamers entstehen in einer bestimmten Entfernung die Photoelektronen. Diese werden auf Grund der Verteilung der elektrischen Feldstärke in die Richtung der positiven Raumladung beschleunigt und neue Elektronenlawinen werden eingeleitet. Wird eine ausreichende Anzahl der Elektronen erzeugt bis sie die positive Raumladung erreicht haben, wird dieser Kanal neutralisiert. Die Elektronen hinterlassen aber die langsamen, positiven Ladungsträger an den Orten, wo sie entstanden sind. Es führt dazu, dass ein neues positives Raumladungsgebiet entsteht. Von diesem Gebiet ausgestrahlte Photonen verursachen die Entstehung weiteren Photoelektronen in einer gewissen Entfernung und der Prozess geht weiter, bis es nicht mehr genug Energie gibt, um die Ionisation des neuen Gasvolumens zu unterstützen.

In Übereinstimmung mit diesem Modell kann das Plasma die zuvor erwähnten Geschwindigkeiten erreichen und sich bis zu mehrere Zentimeter ohne die Anwesenheit eines äußeren elektrischen Feldes ausbreiten.

## 2 Versuchseinrichtung

Nachdem im vorherigen Kapitel die theoretischen Grundlagen der Plasmaentladung beschrieben worden sind, geht dieser Abschnitt auf den Versuchsaufbau für die Entladungsexperimente ein.

Die dieser Arbeit zugrunde liegenden Experimente werden mit einer modifizierten Version des Versuchsaufbaues, den bereits [Heri2002], [Tepp2002] und [Li2004] verwendet haben, durchgeführt. Diese besteht aus der Gasversorgung, der Energieversorgung, der Messeinrichtung und dem Reaktor. Eine Übersicht des vollständigen Versuchsaufbaus mit Messeinrichtungen zeigt Abbildung 2.1.

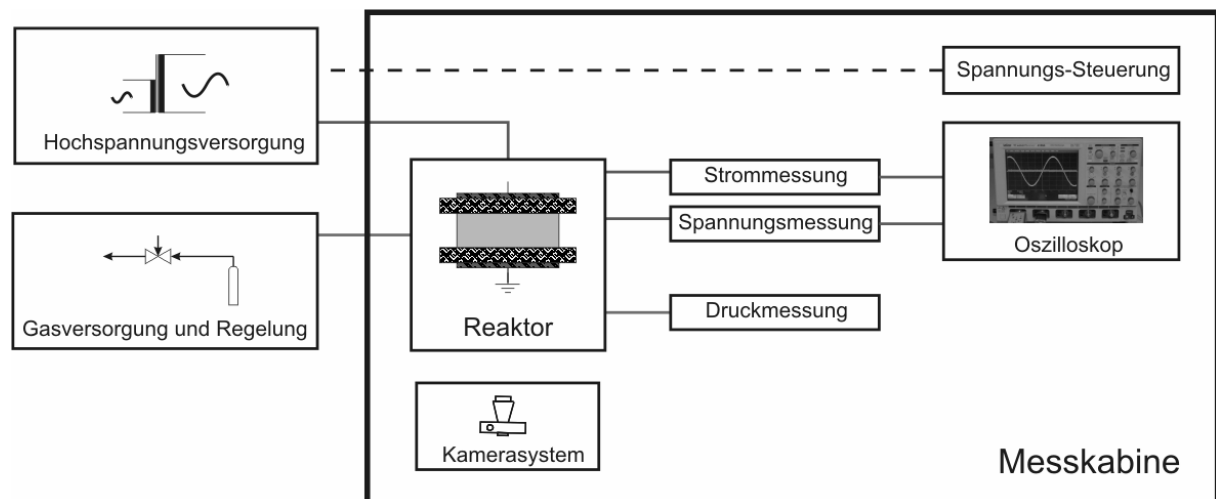


Abbildung 2.1: Die Versuchseinrichtung: Schaubilder und funktionelle Verbindungen zwischen einzelnen Komponenten

Der Reaktor, der Hochspannungskreis und die Messeinrichtungen sind in einer geschirmten Messkabine untergebracht. Außerhalb der Kabine befinden sich die



Gasversorgung und –regelung und die Spannungserzeugung. Die Energieeinspeisung für die Kabine läuft über einen Netzfilter, der über das elektrische Netz einkoppelnde Störungen herausfiltert. Um die sich über Luft ausbreitenden, elektromagnetischen Störsignale aus der Umgebung zu vermeiden, muss die Tür der Kabine während der Messung geschlossen bleiben.

Im Folgenden werden die einzelnen Komponenten näher vorgestellt.

## **2.1 Hochspannungsversorgung**

Die für die Versuche eingesetzte Hochspannungsversorgung liefert eine kontinuierliche, sinusförmige Wechselspannung. Sie besteht aus zwei Generatoren (Modulen), die eine Ausgangsspannung mit verschiedenen Frequenzen erzeugen können. Zum einen ist das eine einstellbare Mittelfrequenz zwischen 0,2 und 16 kHz, zum zweiten eine feste Frequenz von 50 Hz. Bei den Versuchen wird das Modul zur Erzeugung variabler Frequenzen eingesetzt. Der prinzipielle Aufbau der Hochspannungsversorgung für Mittelfrequenz ist in Abbildung 2.2 zu sehen. Aus der Messkabine wird die Spannung mit einer Fernsteuerung eingestellt. Über einen Ringkernstelltransformator (der Firma Michael Riedel Typ 91-202507-101) kommt die Stellspannung zum Schaltschrank, der aus den Bestandteilen Steuerung und Netzversorgung, einem Stelltransformator für die Ladespannung und einem Wechselrichter besteht. Der Stelltransformator für die Ladespannung ermöglicht es, die Spannungsschritte genauer einzustellen.

Das Funktionsprinzip des Generators basiert auf der Erzeugung der Resonanz in einem schwingungsfähigen System mittels eines Wechselrichters. Die sich in dem Zwischenkreis befindenden Kondensatoren werden über einen Gleichrichter auf eine durch den Stelltransformator bestimmte Spannung aufgeladen. Ein Halbleiterschalter (IGBT) wird mit Hilfe eines Lichtwellenleiters angesteuert und regt einen schwingungsfähigen Reihenschwingkreis in Resonanz an. Die vom IGBT kommenden Rechtecksignale werden in eine sinusförmige Hochspannung umgewandelt. Das schwingende System setzt sich aus mehreren Kapazitäten zusammen. Die Hauptrolle spielen hier die Induktivitäten der

Hochspannungswicklung des Hochspannungstransformators und die Kapazität der Barrierenanordnung. Für die Erzeugung der maximalen Ausgangsspannung muss die Resonanzfrequenz des Schwingkreises (die Schaltfrequenz des Halbleiterschalters) eingestellt werden. Bei den technischen Veränderungen an dem Reaktor oder beim Einsatz eines anderen Reaktors verändert sich in der Regel auch die Kapazität des Reaktors. Deswegen muss eine neue Resonanzfrequenz eingestellt werden.

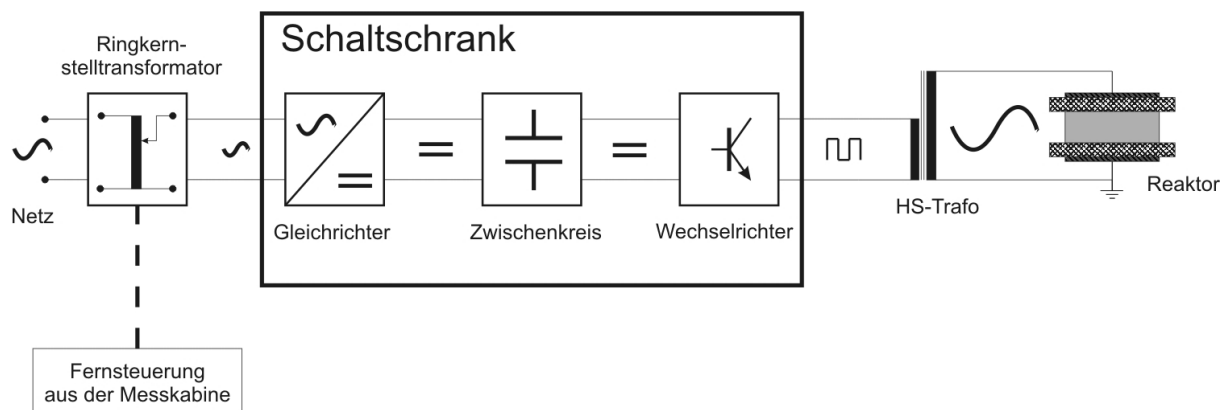


Abbildung 2.2: Hochspannungsversorgung: prinzipieller Aufbau

Der Generator ermöglicht die Erzeugung von Spannungen mit einer Amplitude bis zu 40 kV. Der eingesetzte Hochspannungstransformator (Typ TP6003NF-80 / TS6003NF-2000) wurde von der Firma SOFTAL Corona & Plasma GmbH & Co. KG hergestellt. Die sich in dem Schaltschrank befindenden Komponenten wurden ebenso mit Hilfe SOFTAL Corona & Plasma GmbH & Co. KG entwickelt und im Laufe der Zeit an die Anwendungen entsprechend angepasst. Eine genaue Beschreibung der Funktionsweise des Generators kann aus [Tepp2002] und [Heri2002] entnommen werden.

## 2.2 Gasversorgung

Die Versuche werden unter unterschiedlichen Gasatmosphären durchgeführt. Zum Einsatz kommen die Edelgase Argon und Helium sowie Stickstoff, Sauerstoff und

Gasgemische der Edelgase mit Sauerstoff. In der Tabelle 2.1 sind die verwendeten Gase der Firma Westfalen Gas und deren Reinheitsgrade zusammengestellt.

Tabelle 2.1: Reinheitsgrade und Korrekturfaktoren für die verwendeten Gase

Gas	Helium	Argon	Stickstoff	Sauerstoff
<b>Reinheit</b>	4,6	4,8	5,0	5,0
<b>Korrekturfaktor</b>	1,45	1,39	1,0	1,0

Die Gasversorgung und -regelung erfolgt über Gasdurchflussregler der Firma MKS vom Typ PR 4000F (Abbildung 2.3). Die Anlage verfügt über zwei unabhängige Regelkreise, was die Vorbereitung der gewünschten Gasgemische ermöglicht. Die eingesetzten Ventile haben folgende Kenndaten:

1. Typ 1179BX52CS1BV maximaler Durchfluss 500 sccm ( $N_2$ )
2. Typ 1179BX53CS1BV maximaler Durchfluss 5000 sccm ( $N_2$ )

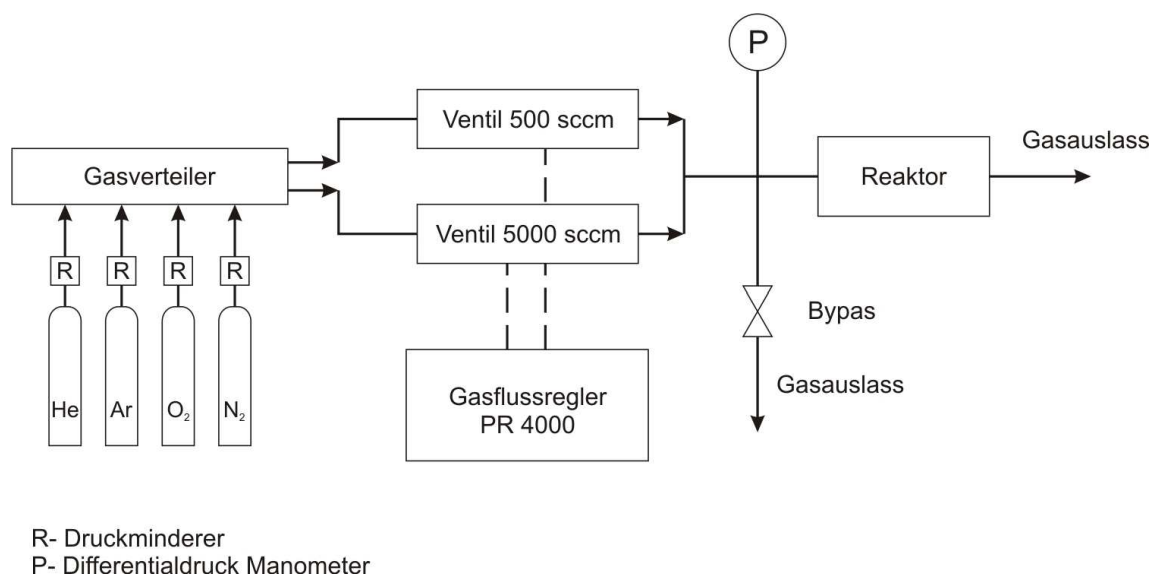


Abbildung 2.3: Gasversorgung und Regelung, schematisch

Die Genauigkeit der Regelung beträgt  $\pm 0,1 \%$ . Der Arbeitsbereich der Ventile liegt zwischen 2 % – 100 % des maximalen Durchflusses. Die Ventile müssen je nach

Eigenschaften des Gases durch Einstellen des Korrekturfaktors eingestellt werden (siehe Tabelle 2.1). Zur Kontrolle des Vordruckes am Reaktoreingang wird ein digitales Differentialdruck-Manometer Digitron 2022P mit einem Messbereich 0-2 bar eingesetzt.

Durchflussregelung ist bei der Teststruktur II auf Grund des kleinen Querschnittes des Kanals nicht möglich, da die minimalen, durch den Durchflussregler regelbaren Gasmengen zu hoch sind. Es hat einen großen Anstieg des Vordruckes an dem Gaseinlass des Reaktors zur Folge (über 1 bar Überdruck). Um die gleichen Strömungsbedingungen in dieser Teststruktur zu gewährleisten, wird vor dem Reaktor ein Bypass eingebaut, welcher den überflüssigen Teil des Gases in die Atmosphäre ableitet. Mit dessen Hilfe wird der Vordruck am Eingang des Reaktors konstant gehalten. Bei den meisten Versuchen wird er auf 110 mbar Überdruck eingestellt. Dadurch wird eine Durchflussmenge von 0,42 sccm und eine Durchflussgeschwindigkeit von 70 cm/s im Kanal erzeugt. Bei den Versuchen mit Teststruktur I, die deutlich größere Kanalquerschnitte hat, wird dagegen der Durchfluss geregelt.

### **2.3 Erfassung der elektrischen Messgrößen**

Für das Speichern der Messsignale zur elektrischen Charakterisierung der Entladung wird das Oszilloskop WaveRunner 6100A der Firma LeCroy eingesetzt. Die Bandbreite beträgt 1 GHz, die Samplerate 10 GS/s bei zwei aktiven Kanälen bzw. 5 GS/s bei bis zu vier aktiven Kanälen. Mit Hilfe des Oszilloskopes werden die Messsignale des elektrischen Stromes, der durch den Reaktor fließt, und der Gesamtspannung über den Reaktor gespeichert. Die gemessenen Verläufe werden in tabellarischer Form (Excelformat) für eine weitere Bearbeitung und als Screenshots der aktuellen Anzeigen gespeichert. Die Messmethoden sind in den folgenden Unterkapiteln beschrieben.

### **2.3.1 Spannungsmessung**

Die Erfassung der Speisespannung über die Gesamtbarrierenanordnung erfolgt über den in Abbildung 2.1 erkennbaren Hochspannungstastkopf der Firma Tektronix Typ P6015A. Der Abgleich des Tastkopfes erfolgt mit einem nachgeschalteten Entzerrungsnetzwerk. Das Teilverhältnis beträgt 1:1000, die Grenzfrequenz 100 MHz und die maximale Betriebsspannung 20 kV DC, 40 kV pk-pk AC bei einer Kapazität von 3 pF. Eine direkte Messung der Spannung entlang der Gasentladungsstrecke ist nicht möglich. Diese wird rechnerisch bestimmt: für die Reaktoren mit homogener Elektrodenanordnung als Spannungsabfall in einem beschichteten Dielektrikum und für eine inhomogene Anordnung mit Hilfe eines Feldeberechnungsprogramms, was in den folgenden Unterkapiteln 3.1, 3.2, und 4.1 beschrieben wird.

### **2.3.2 Strommessung**

Der über den Reaktor fließende Gesamtstrom (eine Summe aus Entladungsstrom und kapazitivem Verschiebungsstrom) wird über einen Messshunt gemessen Abbildung 2.1. Der Aufbau des Messshunts ist mittels radialsymmetrisch angeordneten Widerständen realisiert, dessen Gesamtwiderstand  $100\ \Omega$  beträgt.

Die Übertragung der Messsignale zum Oszilloskop ist mit Hilfe eines doppeltgeschirmten  $50\ \Omega$ -Koaxialkabels der Firma H+S Suhner realisiert. Dieses Kabel ist mit einem Überspannungsableiter zum Schutz des Oszilloskopes abgeschlossen und mit einem Abschlusswiderstand von  $50\ \Omega$  an die Leitung angepasst. Der Überspannungsableiter besteht aus einem Elektrodenableiter mit der Ansprechspannung von 90 V und einer Suppressordiode mit einer Ansprechspannung von 24 V. Der aus dem Messshunt und dem Abschlusswiderstand berechnete Ersatzwiderstand beträgt  $33\ \Omega$ . Dieser Wert wird als Umrechnungsfaktor bei der Bestimmung des durch die Anordnung fließenden Stromes benutzt.

## **2.4 Optische Erfassung der Entladung**

### **2.4.1 Langzeitaufnahmen**

Zur optischen Erfassung der Entladungen werden zwei Kameras benutzt. Die Langzeitaufnahmen, bei denen mehrere Entladungen in einem Bild überlagert festgehalten werden, werden mit Hilfe einer Spiegelreflexkamera der Firma NIKON Typ D50 realisiert. Die benutzten Objektive sind: Nikkor mit der Brennweite 18-70 mm und Lichtstärke von 3,5-5,6 und Nikkor 55-200 mm /3,5-5,6. Dabei werden die getätigten Aufnahmen von einem Stativ in ca. 30 cm Entfernung vom Reaktor bei manuell eingestellter Belichtungszeit zwischen 4 und 10 Sekunden und Blendenzahl zwischen 4,7 und 11 durchgeführt. Die genauen Werte richten sich dabei nach dem Versuchsreaktor. Mit Hilfe dieser Methode wird die Behandlung auf Grund der Lichtemission aus dem Plasma beurteilt. Bei der globalen Behandlung des Kanals wird die Gleichmäßigkeit des Plasmas und vollständige „Füllung“ der Kanäle mit Plasma untersucht. Für die lokale Behandlung ist eine längliche Ausdehnung des Plasmas im Kanal von Bedeutung.

### **2.4.2 Schnellbildkamera**

Um die im Bereich von einigen 10 Nano- bis Mikrosekunden auftretenden Entladungen in ihrem Entstehen und Verlauf aufzeichnen zu können, wird in einigen Versuchen eine Hochgeschwindigkeitskamera eingesetzt. Die kürzest möglichen Verschlusszeiten betragen 10 ns. Die verwendete Kamera Imacon 468 der Firma Hadland gestattet bis zu 4 zeitlich voneinander unabhängige Aufnahmen und ist zur Erhöhung der Ausbeute bei den kurzzeitigen Entladungen mit einem ultraviolett- (UV) empfindlichen Restlichtverstärker (Cinemax III) ausgerüstet.

Der schematische Aufbau der Kamera lässt sich am Schema in Abbildung 2.4 verfolgen: Das vom Bildverstärker aufbereitete Signal (verstärkte UV-Anteile werden ins sichtbare Spektrum umgesetzt) wird durch einen Strahlteiler auf vier weitere Verstärker (Intensifier) aufgeteilt, an deren Ende ein Bildsensor (Charge Coupled Device (CCD)) die Informationen digital in 256 Graustufen bei einer Auflösung von

576 x 385 Pixel aufnimmt. Die Auslösung der Kamera erfolgt über den Triggerausgang des Oszilloskops. Dieses ist über einen eigenen Kanal nochmals mit der Kamera verbunden und erhält über eine Pegeländerung eine Rückmeldung während der Belichtungszeiten. Dadurch wird eine zeitliche Zuordnung der Aufnahmen zu den Entladungsverläufen erreicht. Die Steuerung und Bildübertragung der Kamera erfolgt mit Hilfe von Lichtwellenleitern. Die Konfiguration erfolgt mit einem Steuerungs-PC über eine eigene Software, die neben dem Auslösen der Aufnahmen auch verschiedene Möglichkeiten der Bildbearbeitung und der Kameradiagnose zur Verfügung stellt.

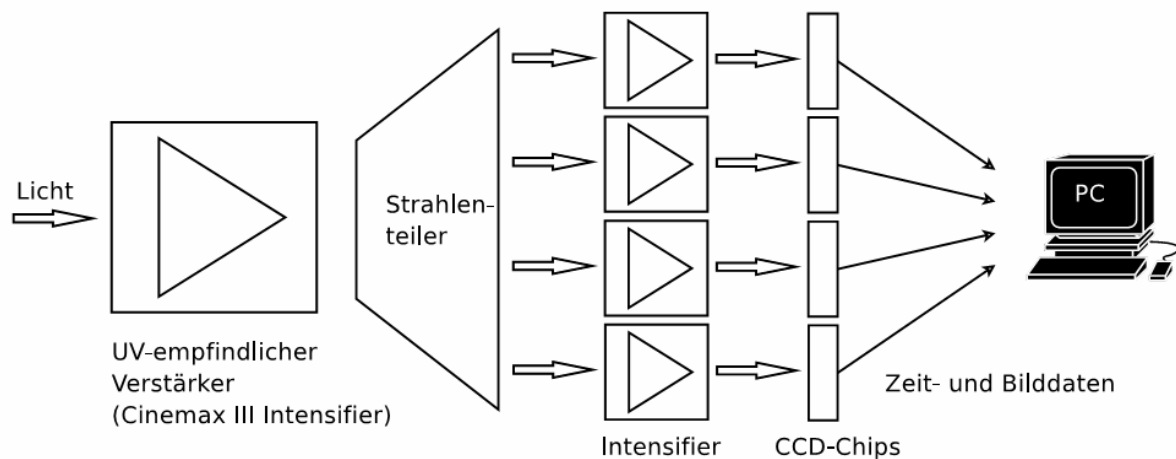


Abbildung 2.4: Schematischer Aufbau der Imacon 468 Hochgeschwindigkeitskamera

## 2.5 Methoden zur Auswertung der Behandlung

### 2.5.1 Auswertung der Behandlung mittels Infrarot-Spektroskopie

Die Auswertung der Behandlungseffekte wird im Fraunhofer-Institut für Schicht- und Oberflächentechnik (IST) in Braunschweig durchgeführt. Dabei wird die laterale Ausbreitung (Verteilung) und Dicke der im Kanal abgeschiedenen Schichten beurteilt.

Die Funktionalisierung der Oberflächen wird durch siliziumorganische Präkursoren realisiert. Durch Abscheidung dieser ist es möglich, die Oberflächen hydrophil oder hydrophob zu gestalten. Zur Charakterisierung der Schichten auf der Oberfläche der

Substrate wird die Infrarotspektroskopie (IR-Spektroskopie) eingesetzt, die mit infrarotem Licht im Bereich von 2–25 µm arbeitet. Die Frequenz der elektromagnetischen Strahlung im IR-Bereich liegt in der Nähe der Schwingungsfrequenz von Molekülbindungen. Geht die IR-Strahlung durch die untersuchte Substanz oder wird sie von der Oberfläche reflektiert, wird die Strahlung auf Grund der Schwingungsanregung der Schwingungen der Teilchen bzw. Kristalle selektiv absorbiert. In den Reflexions- bzw. Absorptions-Spektren entstehen charakteristische Ausschläge. Auf Grund der Lage der Ausschläge kann man Rückschlüsse ziehen, durch welche Atome und Molekülbindungen die Strahlung absorbiert wurde und dadurch die Substanzen identifizieren.

Für Infrarotaufnahmen in den Mikrofluidik-Teststrukturen wurde beim IST das Mikroskop Centaurus von Nicolet eingesetzt. Bei dem Messverfahren wird die Fourier-Transformations-Infrarot-Spektroskopie (FTIR) benutzt. Dies ist eine besondere Variante der IR-Spektroskopie, bei der IR-Spektren über die Fourier-Transformation aus den mit Hilfe eines Interferometers gemessenen Interferogrammen berechnet werden. [Günz2003, Pedr2005]

Die Beschichtungen in mikrofluidischen Kanälen bilden optisch dünne Schichten, weswegen sieht man das Spektrum des Polymers durch die Schicht hindurch erkennbar ist. Die qualitative Auswertung wird durch die Absorptionsbanden der Substrate erschwert. Aus den Spektren müssen Signal-Maxima („Peaks“), die den Beschichtungsmaterialien entsprechen, abgeleitet werden. Bei der Auswertung wird die relative Reflexion ( $R^*$ ) berücksichtigt, da die Intensitäten der aufgenommenen Spektren schwanken.

Die Reflexion wird mit:

$$R^* = \frac{R_{\text{peak}} - R_{\text{basis}}}{R_{\text{basis}}} \quad (2.1)$$

berechnet, wobei:

- $R^*$  relative Reflexion
- $R_{\text{peak}}$  Maximalwert der Reflexion in dem gemessenen Spektrum
- $R_{\text{basis}}$  Referenzwert der Reflexion  
bedeutet.



Die Schichtdicke der Beschichtung kann durch Vergleich der Reflexionsbanden der Spektren nach einem Modell von Brendel [Bren1992] bestimmt werden [Klag2008].

Die Schichtdickenverteilung ist für die Behandlung der Teststruktur II mit dem Einsatz des in Kapitel 3.2 beschriebenen Reaktors von großer Bedeutung. Die ungleichmäßige Verteilung der elektrischen Feldstärke in der mehrfachen koplanaren Elektrodenanordnung kann auch inhomogene Schichtverteilungen zur Folge haben. Für die U-förmigen Kanäle von GBO (Kapitel 4) ist es wichtig, die Verteilung der Schichtdicke des Kanals zu kennen. Für die Realisierung eines hydrophoben Stopps ist es ausreichend, wenn sich nur eine sehr dünne Schicht auf der Kanaloberfläche befindet, die Dicke der Schicht spielt dabei eine untergeordnete Rolle.

Die Auswertung der Messergebnisse aus Kapitel 3.2 wird mit Hilfe eines Laser-Scanning-Mikroskopes am Fraunhofer IST durchgeführt.

### **2.5.2 Befüllungstest**

Eine weitere Möglichkeit der Auswertung der Schicht stellt ein Befüllungstest dar. Diese Methode ist hauptsächlich für hydrophile Schichten geeignet. Nach der Behandlung wird in die Befüllkavitäten eine bestimmte Flüssigkeit mit charakteristischer Oberflächenspannung und Dichte eingeführt. Die Flüssigkeit wird durch die Kapillarkräfte entlang des Kanals gezogen. Die Zeit bis zur vollständigen Befüllung des Kanals wird gemessen und stellt eine Vergleichsgröße dar, die relativ die Hydrophilie des Kanals beschreibt. Diese Auswertungsform wurde bei den Projektpartnern Firma Boehringer Ingelheim microParts GmbH und beim Fraunhofer-Institut für Schicht- und Oberflächentechnik durchgeführt.

## **2.6 Teststrukturen**

Für die Durchführung der Versuche kamen viele unterschiedliche Teststrukturen zum Einsatz. Eine Übersicht über diese Teststrukturen wird in diesem Kapitel gegeben. Für die Darstellung der Ergebnisse wurden repräsentativ drei Teststrukturen, Teststruktur I, Teststruktur II und Teststruktur mit U-förmigen Kanälen gewählt. Mit dem

## Versuchseinrichtung

Einsatz der beiden ersten Teststrukturen werden die Versuche zur globalen Kanalbehandlung durchgeführt. Die dritte wird für die lokale Behandlung eingesetzt.

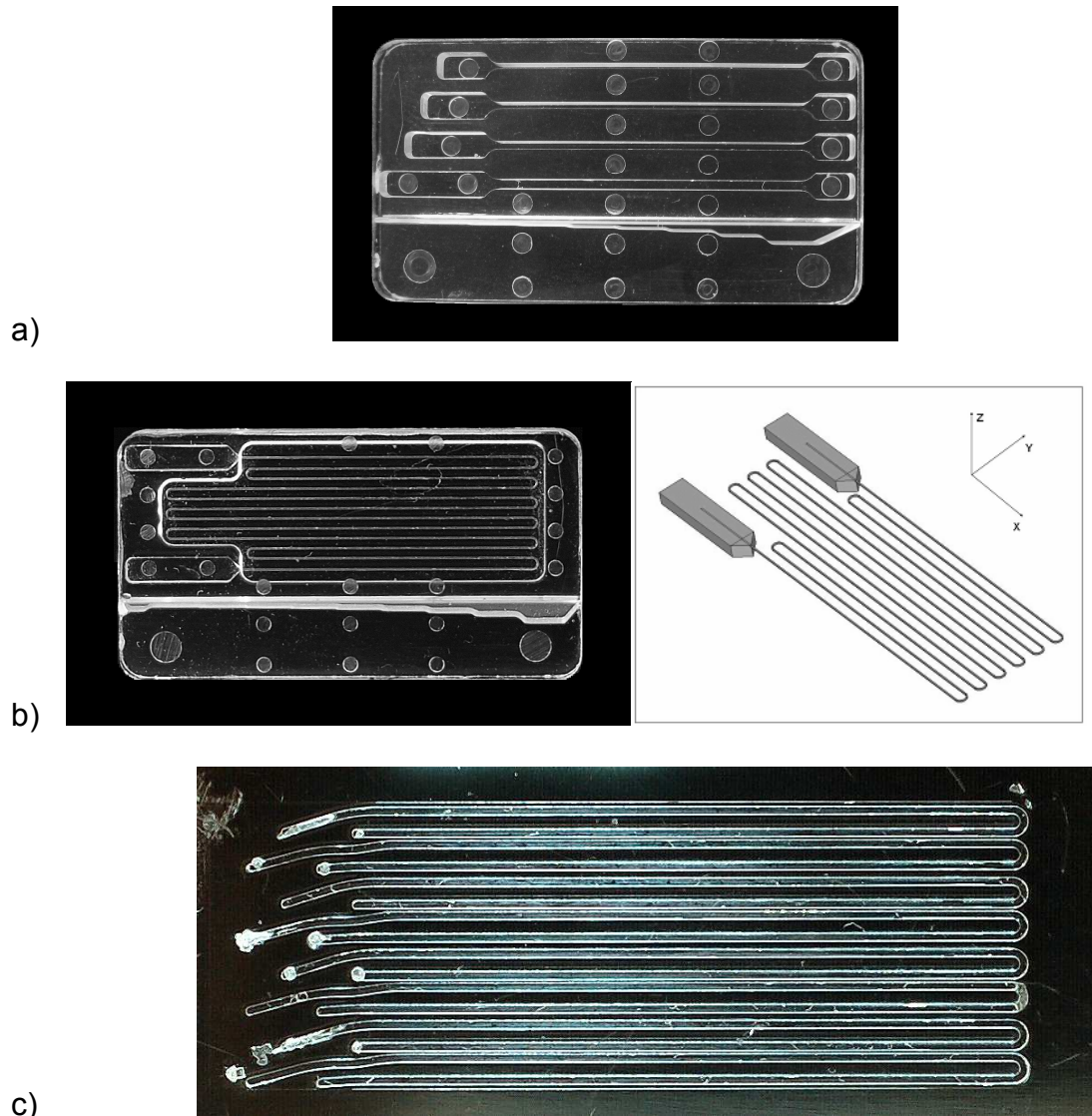


Abbildung 2.5: Teststrukturen von Boehringer Ingelheim microParts GmbH  
a) Teststruktur I, b) Teststruktur II, beide für die globale Behandlung;  
c) Teststruktur mit U-förmigen Kanälen Greiner Bio-One GmbH für die lokale Behandlung

Die in Abbildung 2.5 a dargestellte Teststruktur I wird im Mikro-Spritzguss-Verfahren von Boehringer Ingelheim microParts GmbH aus Polystyrol (PS) hergestellt. Die äußeren Abmessungen der Teststruktur I betragen in der Länge 37,5 mm, in der Breite 20 mm und in der Höhe 4 mm. In der Mitte der Teststruktur sind vier Kanäle

(Kapillaren) zu erkennen. An der linken Seite befinden sich die Befüllkavitäten, die zum Einbringen von Testflüssigkeiten dienen, und an der rechten Seite ist die Reaktionskammer platziert.

Die Kanäle weisen die gleiche Länge von 20 mm und Tiefe von 2 mm auf. Sie unterscheiden sich voneinander durch ungleiche Breiten, angefangen von 0,3 mm bis auf 0,7 mm. Somit können unterschiedliche Aspektverhältnisse nachgebildet werden, welche sich als Quotient aus Tiefe zu Breite des Kanals berechnen. Die Abmessungen der Kanäle in der Teststruktur sind in der Tabelle 2.2 zusammengestellt. Zu Behandlungszwecken wird die Teststruktur mit einer 0,05 mm starken Abdeckfolie (Tesafilm) abgedeckt. Somit wird die Teststruktur geschlossen.

Tabelle 2.2: Abmessungen und Aspektverhältnisse für die Kanäle in der Teststruktur I

Kanal	Kanalbreite in mm	Aspektverhältnis
K1	0,3	6,6
K2	0,4	5
K3	0,5	4
K4	0,7	2,9

Die Teststruktur II, die ebenfalls von Boehringer Ingelheim microParts GmbH kommt, ist in Abbildung 2.5 b zu finden. Sie weist die gleichen äußeren Abmessungen auf. Diese Teststruktur hat einen langen Kanal mit dem Querschnitt von 0,1 x 0,1 mm und der Länge von 310 mm und zwei Befüllungskavitäten. Das Verhältnis der Teststrukturhöhe zur Kanaltiefe beträgt 40. Als Abdeckung wird Tesafilm (Dicke 0,05 mm) eingesetzt.

Die Teststruktur mit den U-förmigen Kanälen, die in Abbildung 2.5 c zu finden ist, wird von der Firma Greiner Bio-One gefertigt. Die äußeren Abmessungen der Teststruktur betragen in der Länge 75 mm in der Breite 25 mm und in der Höhe 1,35 mm. Die Höhe der Teststruktur ohne Abdeckungsfolie beträgt 1,15 mm. Diese Teststruktur enthält acht U-förmige Kanäle mit der Breite von 0,5 mm und der Tiefe von 0,3 mm. Die Länge des ganzen Kanals beträgt 88 mm.

### 3 Globale Behandlung

Nachdem die theoretischen Grundlagen der Gasentladung mit besonderer Berücksichtigung der Barrierenentladung und die Einzelheiten des Versuchsaufbaus dargestellt sind, werden in diesem und im folgenden Kapitel experimentelle Untersuchungen zur Behandlung von Mikrofluidik-Strukturen beschrieben. Teststrukturen, die für diese Untersuchungen genutzt werden, wurden im Kapitel 2.6 behandelt.

Für einige Anwendungen muss die gesamte Oberfläche des Kanals der mikrofluidischen Teststruktur modifiziert werden. In diesem Kapitel werden die möglichen Methoden der globalen Behandlung der Kanäle gezeigt. Dabei ist es wichtig, eine möglichst gleichmäßige Verteilung des Plasmas in der Teststruktur zu erzeugen und dadurch eine homogene Schichtverteilung zu gewährleisten, die z.B. hydrophile Eigenschaften aufweist. Es werden zwei Vorgehensweisen gezeigt, die auf zwei unterschiedlichen Konzepten der Behandlung basieren. Zuerst wird im Kapitel 3.1 auf eine klassische Methode eingegangen, die eine homogene doppelte Barrierenanordnung benutzt. Nach der Darstellung des Reaktoraufbaus werden die Verteilung der elektrischen Feldstärken und der Spannungsabfall im Kanal diskutiert. Danach werden das Messverfahren und die Messergebnisse präsentiert. Diese dargestellte Methode wird für die Teststruktur I eingesetzt.

Kapitel 3.2 beschäftigt sich mit einer anderen Methode der Behandlung. Dabei wird ein Prinzip der koplanaren Barrierenanordnung benutzt, um die vollständige Plasmabehandlung im Kanal zu erzeugen. Die aus der Literatur bekannte Anordnung wurde hier auf eine Mehrelektroden-Anordnung erweitert und zum Einsatz bei Mikrofluidik-Produkten gebracht. Es werden die Konstruktionseinzelheiten und die Optimierung des Reaktors sowie abschließend das Messverfahren und die

Messergebnisse dargestellt. Die koplanare Anordnung wird für die Teststruktur II eingesetzt.

### **3.1 Homogene Barrierenanordnung**

Wie bei [Dziu2005a, Dziu2005b] gezeigt, können die gleichmäßig verteilten Plasmen und die globale Behandlung der Kanäle sowohl bei homogenen als auch bei inhomogenen Elektrodenanordnungen erzeugt werden.

Ein großer Vorteil bei einer Behandlung mittels einer inhomogenen Elektrodenanordnung ist eine niedrige Zündspannung des Plasmas, was durch die Feldüberhöhung in der Umgebung der Elektroden ermöglicht wird. Dort findet die Entladung günstige Bedingungen zur Zündung, und es finden die meisten Ionisationsvorgänge statt. Nachteilig ist die ungleichmäßige laterale Schichtverteilung im Kanal aufgrund des starken „Verbrauches“ des Präkursors in der Umgebung der hohen Feldstärke.

In diesem Unterkapitel wird eine Möglichkeit der globalen Behandlung der Kanäle mit dem Einsatz einer homogenen doppelten Barrierenanordnung beschrieben. Diese bietet den Vorteil eines nahezu homogenen Feldes im Kanal, was sich auf die Homogenität der Plasmaverteilung und weiterhin auf die Behandlungseffekte überträgt. Die Zündspannungswerte sind allerdings höher als bei der inhomogenen Elektrodenanordnung.

#### **3.1.1 Reaktor mit flachen Elektroden**

Die vorgestellten Untersuchungen wurden an einem in Abbildung 3.1 dargestellten Versuchsreaktor durchgeführt. Die technische Zeichnung des Reaktors ist im Anhang, Abbildung A.1 zu finden. Der Reaktor besteht aus zwei Hauptteilen, die miteinander verschraubt werden (Abbildung 3.1 b). Sie verschließen die Teststruktur vollständig. Das Gehäuse des Reaktors, das aus Polymethylmethacrylat (PMMA, Plexiglas) gefertigt ist, bestimmt die Stabilität der gesamten Anordnung. Die Teststruktur ist auf der unteren Seite mit dem kreisförmigen Drahtgewebe, die die Erdelektrode darstellt, vollständig abgedeckt. Als Material für die Erdelektrode wurde

Drahtgewebe der Firma Filtertechnik GmbH mit der Hersteller-Bezeichnung: Gitter, Mesh # 40 gewählt. Die Mesh-Elektrode ermöglicht die optische Beobachtung der Entladung und das Aufnehmen der digitalen Bilder. Zusätzlich sollte sich bei dem Einsatz der gitterstrukturierten Elektrode die Homogenisierung der Entladung im Kanal erhöhen, was in [Tepp2002] und [Li2004] berichtet wurde. Die Elektrode ist im Silikonkautschuk der Firma RS (Bestellnr. 409-5715) vergossen und von der Teststruktur durch eine dünne 0,2-0,3 mm starke Silikonfolie getrennt, um den direkten Kontakt zur Teststruktur und dadurch die parasitären Entladungen oder einen Durchschlag zu vermeiden. Die Folie passt sich sehr gut der Form der Teststruktur an, was eventuelle Lufteinschlüsse zwischen Silikonfolie und Teststruktur vermeidet. Die Silikon Folie kommt von der Firma MTI Leewood GmbH und trägt die Herstellerbezeichnung SST P 601 003.

Die Teststruktur befindet sich in dem zweiten Teil des Reaktors in einer vergossenen Form aus Silikonkautschuk. Die Hochspannungs-Elektrode, die sich auf der anderen Seite der Teststruktur befindet, ist auch im Silikon vergossen und durch eine dünne Silikonfolie von der Teststruktur getrennt. Die Elektrode ist aus Messing gefertigt. Sie ist so geformt, dass sie nur einen Teil der Teststruktur bedeckt. Das ist der Bereich mit den dünnen Kanälen, die Ein- und Auslass-Reservoirs bleiben unbedeckt. Das Bilden des Plasmas muss dort vermieden werden, um den Verbrauch des Präkursors zu vermeiden. Das Plasma sollte ausschließlich in den Kanälen erzeugt werden. Die Kanten der Elektrode sind abgerundet, um Feldüberhöhungen und dadurch eine elektrische Belastung der Silikonfolie zu vermeiden.

Die Gasversorgung ist in der Form von speziellen Gasanschlüssen der Firma thinXXS (Hestellersbezeichnung: micro fluidic connector PC:MFC0204), an die die Gas-Versorgungsschläuche angeschlossen werden können, für jeden Kanal separat ausgeführt. Dadurch ist eine flexible und unabhängige Gasversorgung für jeden Kanal möglich. Die Entladung kann in jedem Kanal getrennt erzeugt werden.

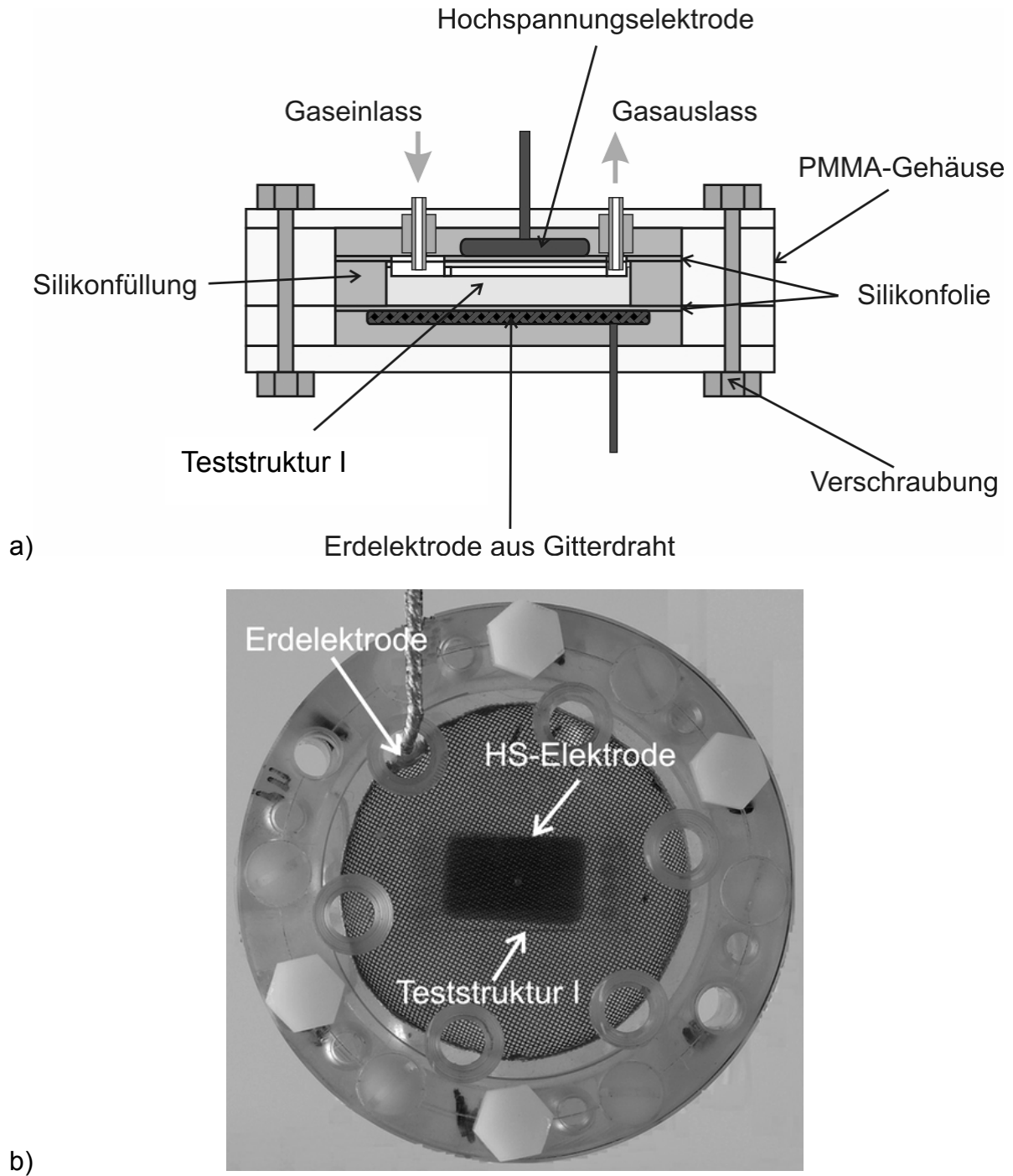


Abbildung 3.1: Versuchsreaktor zur Behandlung der Teststruktur I, homogene Elektrodenanordnung, a) schematische Darstellung b) Bild

### 3.1.2 Feldverteilung und Spannungsabfall im Kanal

Um die Zündspannung der Gase im Kanal in erster Näherung zu bestimmen und diese weiter mit der Paschenkurve zu vergleichen, wurde bei der vereinfachten Betrachtung ein Modell des Reaktors gebildet. Ohne Berücksichtigung der Randeffekte auf den abgerundeten Elektroden kann der Reaktor als ein geschichtetes Dielektrikum dargestellt werden (siehe Abbildung 3.2 a). Daraus erfolgt ein kapazitives Ersatzschaltbild des Reaktors, das in Abbildung 3.2 b dargestellt ist. Von Interesse ist dabei die Spannung  $U_{Kanal}$ , die über dem Kanal der Teststruktur abfällt. Diese kann nach folgender Formel berechnet werden:

$$U_{Kanal} = U_{gesamt} \frac{d_{Kanal}}{\left( \frac{d_{Si1}}{\epsilon_r Si1} + \frac{d_{Abd}}{\epsilon_r Abd} + d_{Kanal} + \frac{d_{Ts}}{\epsilon_{Ts}} + \frac{d_{Si2}}{\epsilon_r Si2} \right)} \quad (3.1)$$

Wobei

$U_{gesamt}$	die an dem Reaktor angelegte Spannung
$d_{Kanal}$	die Kanalhöhe
$d_{Si1}, d_{Si2}, d_{Abd}, d_{Ts}$	die Dicke von Silikonfolie, Abdeckungsfolie, Teststruktur
$\epsilon_{Si1}, \epsilon_{Si2}, \epsilon_{Abd}, \epsilon_{Ts}$	Permittivität von Silikonfolie, Abdeckungsfolie, Teststruktur sind.

Setzt man die entsprechenden Zahlen ein (siehe Abbildung 3.2) erhält man ein Verhältnis von  $U_{Kanal}$  zu  $U_{gesamt}$ :

$$U_{Kanal} = 0,642 U_{gesamt} \quad (3.2)$$

Mit Hilfe der Simulationssoftware Ansys 11 wurde ein 2-dimensionales (2D) Modell des Reaktors gebildet (Abbildung 3.3). Dabei verlaufen die Kanäle senkrecht zu der Bildoberfläche. Die Randeffekte an den Elektroden-Enden und die veränderte Feldverteilung in den Befüllungskavitäten können in dem Modell nicht berücksichtigt



werden. Bei allen folgenden Feldberechnungen ist die zwischen den Elektroden angelegte Spannung auf 1 V normiert.

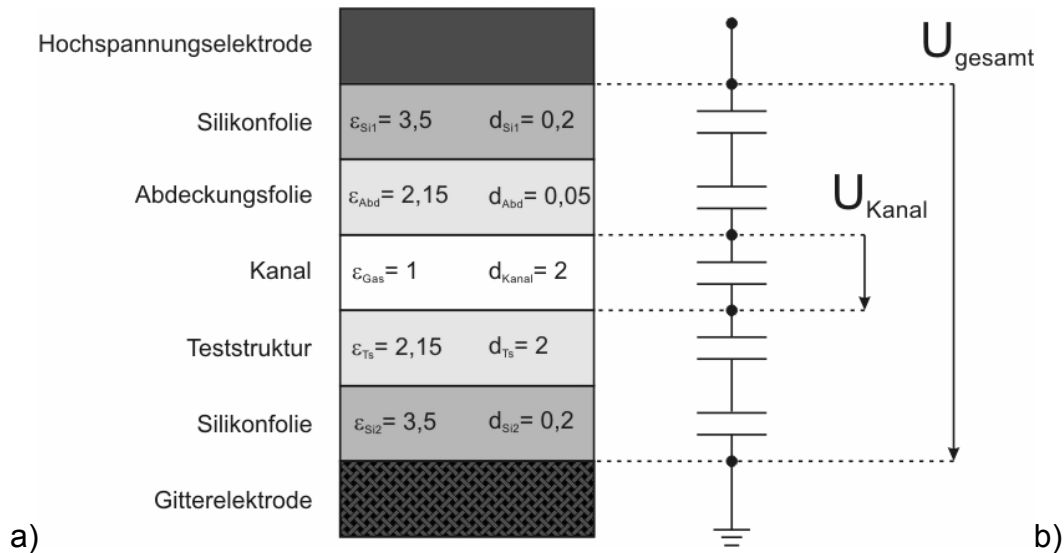


Abbildung 3.2: Versuchsreaktor zur Behandlung der Teststruktur I,

a) dielektrische Schichten; Abmessungen der Schichtdicken sind in mm angegeben b) kapazitives Ersatzschaltbild

Die Abbildung 3.3 zeigt die Verteilung des elektrischen Feldes in dem Versuchsreaktor. Die mittlere, über der Kanalhöhe ermittelte Feldstärke beträgt 258 V/m und weist eine Überhöhung im Vergleich zu der mittleren Feldstärke in der Teststruktur (215 V/m) auf. Die Feldverteilung in den Kanälen selbst ist ebenfalls nicht homogen und zeigt Feldüberhöhungen besonders in den Ecken im unteren und oberen Bereich des Kanals. Dort liegen auch die Maxima der elektrischen Feldstärke und dadurch die günstigsten Bedingungen zur Bildung von Startelektronen und Einleitung der ersten Lawinen in der Anfangsphase der Entladung (Abbildung 3.4).

Vergleicht man die Ergebnisse für die unterschiedlich breiten Kanäle aus der Tabelle 3.1 miteinander, stellt man einen vernachlässigbaren Einfluss der Kanalbreite auf die Feldstärke fest. Bei den Aspektverhältnissen, die in der Teststruktur I vorhanden sind (2,9 - 6,6), ist kaum ein Einfluss der Kanalbreite auf die Feldverteilung in der ersten Phase der Entladung / vor der Zündung zu sehen. Der Unterschied beträgt zwischen dem ersten Kanal und dem vierten Kanal maximal 4,5 %.

Tabelle 3.1: Minimale und maximale Werte der elektrischen Feldstärke in den Kanälen der Teststruktur I. Feldberechnung mit Ansys, normiert auf 1 V

Kanal	1		2		3		4	
Elektrische Feldstärke	Min.	Max.	Min.	Max.	Min.	Max.	Min.	Max.
V/m	236	336	239	341	241	344	244	351

Um den Spannungsabfall in den Kanälen zu berechnen, wurden Pfade im Kanal definiert und die Potenziale entlang der Pfade abgebildet. Da die elektrische Feldstärke in den Kanälen nicht homogen ist, wurden die Pfade in die Mitte des Kanals und in die unmittelbare Nähe der Wand gelegt, um die Werte miteinander zu vergleichen. Die Ergebnisse sind in der Tabelle 3.2 zusammengestellt. Der Einfluss der Kanalbreite ist hier kaum bemerkbar. Der maximale Unterschied, der bei den Ergebnissen des ersten und des vierten Kanals an der Wand zu sehen ist, beträgt 6 %.

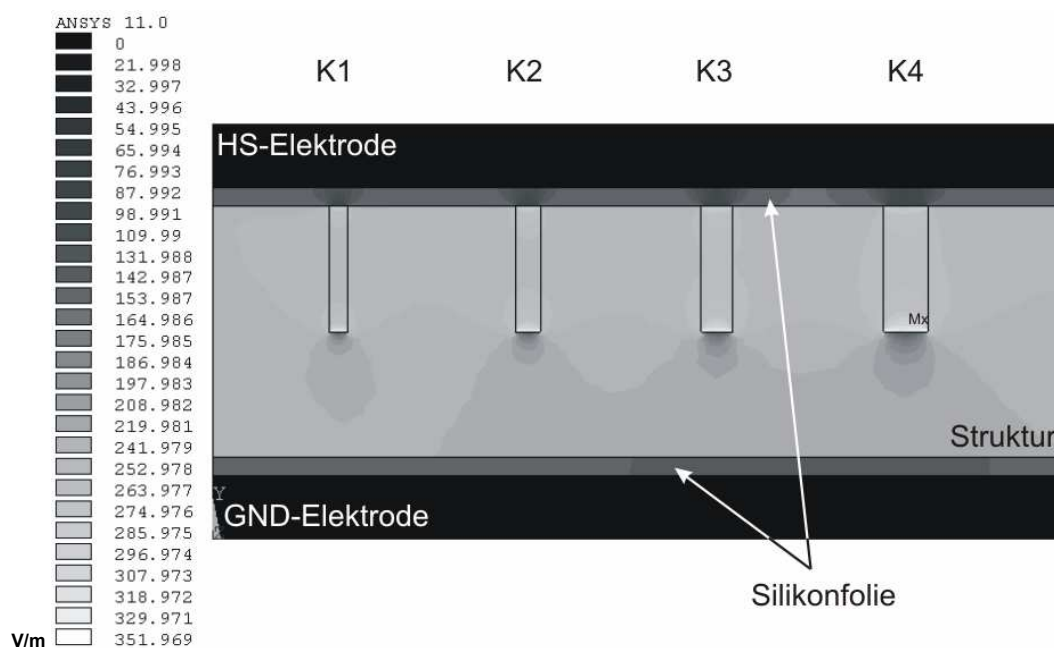


Abbildung 3.3: Verteilung des elektrischen Feldes (Betrag) im Versuchsreaktor zur Behandlung der Teststruktur I, Querschnitt, Feldberechnung Ansys 11.0, normiert auf 1 V

Tabelle 3.2: Vergleich des prozentualen Spannungsabfalls über die Kanalhöhe für die Kanäle der Teststruktur I. Die Werte sind jeweils für den Pfad in der Kanalmitte und in der unmittelbaren Nähe der Kanalwand bestimmt und auf die Gesamtspannung zwischen den Elektroden bezogen.

Kanal	1	2	3	4
In der Mitte	0,50	0,51	0,51	0,53
An der Wand	0,49	0,49	0,50	0,50

Obwohl sich die Maxima der elektrischen Feldstärke in der Nähe der Kanalecken befindet und dort die Entladung eingeleitet wird, brennt diese bevorzugt in der Kanalmitte. Verursacht wird dieses Phänomen durch den höheren Spannungsabfall in der Mitte des Kanals und durch die Wandprozesse, die zur Erlöschung der Entladung in der unmittelbaren Nähe der Wände führen. Zu diesen zählen unter anderem das Anhaften der Elektronen, Abkühlung der Entladung, Reaktionen mit der Oberfläche der Wände und die Kontamination des Gases durch die Atome aus der Kanaloberfläche.

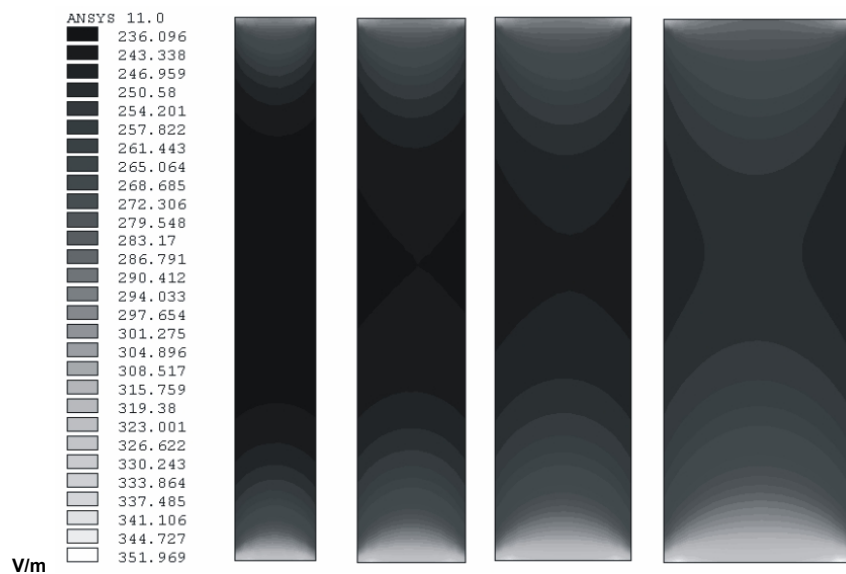


Abbildung 3.4: Verteilung des elektrischen Feldes in dem Versuchsreaktor zur Behandlung der Teststruktur I, Querschnitt, Felberechnung Ansys 11.0, normiert auf 1 V

Im Vergleich zu dem kapazitiven Modell ergibt sich eine Abweichung des Spannungsabfalls von 25 %, was die Brauchbarkeit dieses Modells sehr begrenzt. Das einfache Modell kann nur als grobe Vorabschätzung verwendet werden, da es keinen Einfluss des Barrierenmaterials, das sich neben dem Kanal befindet und ebenfalls Einfluss auf die Spannung hat, berücksichtigt. Die nachfolgenden Auswertungen und die Vergleiche mit der Paschenkurve werden mit den Ergebnissen aus der Feldberechnung umgerechnet. Der Umrechnungsfaktor für die Spannung im Kanal der Teststruktur I wird als 0,5 angenommen.

### **3.1.3 Messverfahren und Vorgehensweise**

Die Messungen für die Teststruktur I sowie für die Teststruktur II unterliegen einem gleichen Ablauf. Im ersten Schritt verbleiben die Teststrukturen zur Vorbehandlung 24 Stunden bei 50 °C im Vakuumofen. Durch dieses Verfahren wird der Strukturoberfläche die Restfeuchtigkeit entzogen. So ist gesichert, dass bei vorher unterschiedlich gelagerten Proben die gleichen Anfangsbedingungen für alle Messungen herrschen. Die Teststrukturen werden im Vakuumofen ohne Abdeckungsfolie gelagert, damit ein eventueller Einfluss auf die Kanaloberfläche durch Ausgasen vermieden wird. Erst nach dem Tempern wird die Teststruktur mit Tesafilm abgedeckt. Für die Befüllungskavitäten werden die entsprechenden Löcher eingebracht, um die Gasversorgung zu ermöglichen. Hierzu wird vorsichtig mit einem LötKolben und einer feinen Spitze das Material über jeder Befüllungskavität an der Stelle, wo sich die Gaszufuhr befindet, zum Schmelzen gebracht. Nach diesem Schritt werden die Teststruktur in den Reaktor eingesetzt, die Reaktorteile zusammengeschraubt und das Ganze an die Spannungs- und Gasversorgung angeschlossen.

Nach dem Einschalten der Spannungsversorgung erfolgt die Steigerung der Spannung mit einer konstanten Stellgeschwindigkeit von etwa 10 kV/min bis das Gas gezündet hat. Diese Stellgeschwindigkeit ist nach Möglichkeit während der Zeitdauer des Versuchs beizubehalten, da Unterbrechungen zu Veränderungen der Rahmenbedingungen führen, was sich in der Veränderung der Zündspannung widerspiegelt.

Grundsätzlich werden für jedes Mikrofluidik-Produkt zwei Spannungswerte gemessen. Der erste Spannungswert ist die 1<sup>st</sup>-Ignition (oder Erstzündung). Dieser wird bei den neuen und getemperten Teststrukturen nur einmalig gemessen. Die Proben sind elektrisch unbelastet. Daher wird davon ausgegangen, dass sich weder auf der Kanaloberfläche noch in dem Material selber Oberflächenladungen und gehafteten Ladungsträger befinden, die von der vorherigen Entladungsvorgängen stammen. Nach der Bestimmung der 1<sup>st</sup>-Ignition wird die Spannung kurzzeitig auf 0 V abgesenkt. Danach wird eine Reihe von 10 Messungen durchgeführt, wobei die Re-Ignition (Wiederzündung) bestimmt wird. Diese Werte werden durch wiederholtes Erhöhen (bis zur Zündung des Plasmas) und kurzzeitiges Absenken der Spannung bis auf 0 V ermittelt. Die Oberfläche der Kanäle ist dabei durch die vorherigen Versuche vorbelastet.

#### **3.1.4 Zeitliche Abhängigkeit der Zündspannung**

Der Unterschied zwischen den Zündspannungen für Erst- und Wiederzündung stellt die Frage, ob sich die Kanaloberfläche der Proben nach einer gewissen Zeit nach der Entladung erholen kann und die Zündspannung wieder auf den Wert der Erstzündung steigt. Eine zeitliche Abhängigkeit der Zündspannung für Helium, Argon und Helium mit 10 % Sauerstoffanteil wird untersucht. Für neue getemperte Proben wird der Wert der Erstzündung gemessen, danach die Werte der Wiederzündungen. Nachdem diese Werte aufgenommen waren, wurde die Zündspannung mit definierten zeitlichen Abständen nach 0,5-1-2-5-10-30-60-1440-4320 Minuten gemessen. Die Ergebnisse sind in der Abbildung 3.5 logarithmisch dargestellt.

Es ist zu erkennen, dass die Spannung mit zunehmender Zeit zwischen den Wiederzündungen für alle Gase ansteigt. Die Zündspannungsveränderung ist jedoch für jedes Gas anders, was auf ein Zusammenspiel der Oberflächeneigenschaften und der Gaszusammensetzung hindeutet.

Die für Helium gemessenen Werte steigen in der ersten Phase des Versuchs schon in den ersten 30 s von 0,85 kV (Wiederzündung) auf 1,05 kV und bleiben bis 4320 min. fast unverändert. Dabei wird die Hälfte des Wertes der Erstzündung erreicht. Dies weist darauf hin, dass die Oberfläche über längere Zeit aktiviert bleibt.

Die Rolle der Metastabilen ist hier nur begrenzt zu bewerten, da die Lebenszeiten für  $\text{He}(2^1\text{S})$  und  $\text{He}(2^3\text{S})$  entsprechend  $3,25 \cdot 10^{-4}$  min. und 133 min betragen. Außerdem nimmt die Konzentration der Metastabilen an der Entladungsstelle durch Gasaustausch und Diffusion ab. Diese spielen eine Rolle bei den kürzeren Zeitabständen zwischen zwei nacheinander folgenden Zündungen, besonders bei der Bestimmung der Wiederzündungswerte.

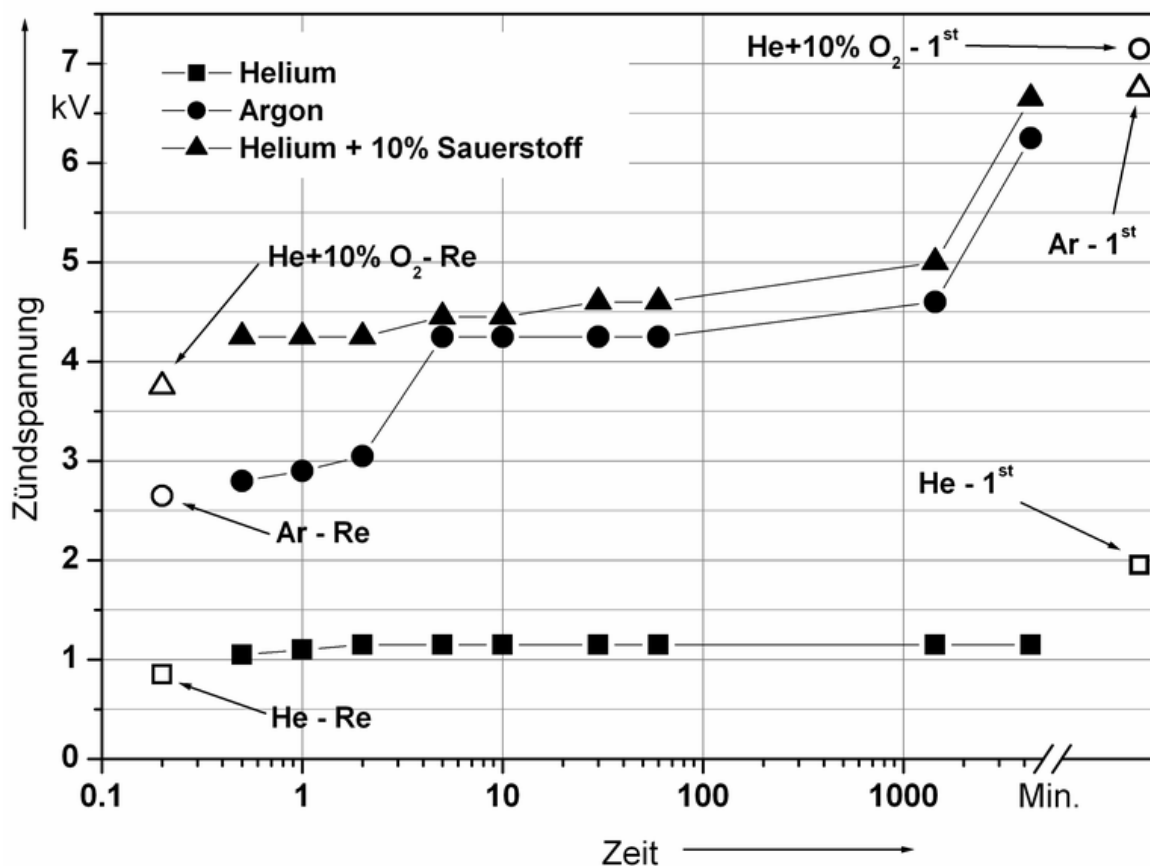


Abbildung 3.5: Zeitliche Veränderung der Zündspannung. Vergleich mit den Werten der Erst- (1st) und Wiederzündung (Re) für Helium, Argon und Helium mit 10 % Anteil von Sauerstoff

Die langzeitige Aktivierung der Kanaloberfläche ist mit den auf der Oberfläche des Polymers und in den ersten Atomschichten haftenden Ladungsträgern, Elektronen und Helium-Ionen, verbunden. Die sich dort nach der Entladung befindenden

Ladungsträger können bei kleinen Werten der elektrischen Feldstärke von der Oberfläche bzw. aus den ersten Atomreihen befreit werden, womit sie die Zündung der nächsten Entladung erleichtern (siehe Kapitel 1.2). Die Entladung verändert die Oberfläche nicht langfristig, da nach dem 24-stündigen Tempern im Ofen der Anfangszustand erreicht wird. Zum Zünden der Entladung in der Teststruktur wird wieder der Wert der Erstzündung benötigt.

Bei den Versuchen in Argon kommt es nach einem exponentiellen Anstieg der Zündspannung in den ersten Minuten des Versuchs zu einem sprunghaften Anstieg der Spannung. Danach bleibt die Zündspannung zwischen 5 und 60 Minuten unverändert. Zum Schluss erfolgt ein weiterer Anstieg. Nach 4230 Minuten werden 87 % des Wertes der Erstzündung erreicht.

Eine 10 %-Zugabe von Sauerstoff zum Helium verläuft mit einem gleichmäßigen exponentiellen Anstieg der Zündspannung bis zum vorletzten Messpunkt. Im letzten Zeitabschnitt (zwischen 1440 und 4320 Minuten) ist ein steilerer Anstieg der Werte zu beobachten. Es werden 98 % des Wertes der Erstzündung erreicht.

Die Oberfläche des Substrates bleibt bei He nach dem Versuch über längere Zeit aktiviert. Es werden nur ca. 50 % der Erstzündung erreicht. Bei den restlichen Gasen ist der Anstieg der Zündspannung fast bis auf die Erstzündungswerte zum Ende des Versuchs zu beobachten. Der unterschiedliche Anstieg für unterschiedliche Gase ist mit einem anderen Gasentladungsmechanismus bzw. Interaktion der Gase mit der Substratoberfläche zu erklären.

Die Edelgase sind chemisch inaktiv. Sie reagieren selber nicht mit anderen Atomen, die sich an der Oberfläche des Polymers befinden und sind nicht Teil der Oberflächen-Chemie bei der Entladung. Sie transportieren dagegen die Energie, die die chemischen Bindungen der Polymerketten zerbrechen kann. Die zerbrochenen Ketten verbinden sich nicht wieder miteinander und können so mit anderen Substanzen reagieren. Aus chemischer Sicht wird sich die Oberfläche des Polymers nicht erholen, elektrisch wird aber der Ausgangszustand erreicht: die Zündspannung erhöht sich auf den Wert der Erstzündung – die entladungsbedingten Ladungsträger verschwinden vollständig.

Für alle untersuchten Gase ist gleich, dass nach der Behandlung im Vakuumofen für die Zündung wieder die Spannung der Erstzündung notwendig ist.

### 3.1.5 Einfluss der Kanalbreite

Die Untersuchung der Einsetzspannung als Funktion der Kanalbreite wird für reine Gase (Helium und Argon) und eine Mischung mit Sauerstoff durchgeführt. Dabei werden zwei Gasflussraten, 200 und 500 sccm, eingestellt. Abbildung 3.6 zeigt die Ergebnisse bei 500 sccm für Erst- und Wiederzündung. Die dargestellten Messwerte sind auf die Spannung, die direkt im Kanal abfällt, umgerechnet.

Betrachtet man gruppenweise die Ergebnisse für Erst- bzw. Wiederzündung bei unterschiedlichen Kanalbreiten für ein konkretes Gas, so stellt man kaum einen Einfluss der Kanalbreite auf die Zündspannung fest.

Für die Höhe der Zündspannung ist in erster Linie die Kanalhöhe verantwortlich, da dieser über den Spannungsabfall im Kanal entscheidet. Da die Kanalhöhen in Teststruktur I für alle Kanäle identisch sind (2 mm), sind die Zündspannungen auch für alle Kanäle gleich.

Die experimentellen Ergebnisse stimmen mit den theoretischen Betrachtungen aus dem Kapitel 3.1.2 überein. Die dort gezeigten Feldberechnungen für die unterschiedlich breiten Kanäle (Aspektverhältnisse zwischen 2,9 - 6,6) zeigen einen vernachlässigbaren Einfluss der Kanalbreite auf die statische Feldverteilung in der ersten Phase vor der Zündung der Entladung. Der maximale Unterschied zwischen den Kanälen 1 und 4 beträgt 4,5 % (Tabelle 3.1). Der Einfluss macht sich nach der Zündung besonders bei der Schichtabscheidung bemerkbar, was aber nicht Gegenstand dieser Untersuchung ist.

Ein typisches Merkmal bei diesen Experimenten ist ein deutlicher Unterschied zwischen den Werten für die Erstzündung und Wiederzündung. Die gemessene Zündspannung für die Erstzündung ist normalerweise höher als der theoretische Wert, der aus der Paschenkurve abzulesen ist. Das Phänomen wird bei der gleichmäßigen Erhöhung der Spannung (Spannungsrampe) bis zur Zündung beobachtet. Im Allgemeinen ist zum Zünden ein freies Startelektron für die Entwicklung der ersten Elektronenlawine notwendig. Dadurch kommt die



Verzögerungszeit der Zündung zu Stande, da ein Startelektron erst nach einer statistischen Zeit zur Verfügung steht. Die Häufigkeit der Entstehung von freien primären Elektronen aus dem Gasvolumen u.a. durch kosmische Strahlen oder aus der Material-Oberfläche wird durch eine Generationsrate beschrieben. Die statistische Anzahl der neu entstehenden freien Elektronen im Gasvolumen beträgt  $6 / \text{cm}^3 \text{s}$ . Betrachtet man diese Zahl zusammen mit dem kleinen Volumen des Kanals, das zwischen  $0,024$  und  $0,056 \text{ cm}^3$  liegt, beträgt die statistische Zahl der in einer Sekunde im Kanal entstehenden Elektronen zwischen  $0,14$  und  $0,34$ . Betrachtet man die Generationsrate aus den kosmischen Strahlen als einzige Quelle der freien Ladungsträger, kommt man auch bei großen Überspannungen bei den kleinen Volumina auf Zündverzögerungen, die im Stundenbereich liegen.

Die beobachteten Ergebnisse zeigen, dass es zur Zündung der Entladung in neuen, elektrisch unbelasteten Prüfkörpern bei Spannungsbeanspruchung in der Größenordnung von einigen mehrfachen Werten der Zündspannung aus der Paschenkurve kommt. Dabei ist die Zündverzögerung länger als die für die Wiederzündung, liegt aber in der gleichen Größenordnung.

In diesem Fall ist die Materialoberfläche der elektrisch unbelasteten Prüfkörper, auf der sich die Ladungsträger befinden können, als Quelle der Startelektronen zu sehen. Diese Ladungsträger können aber nicht als völlig freie Ladungsträger (wie im Gas) betrachtet werden. Sie bleiben stattdessen auf der Oberfläche des Materials und in oberflächennahen Atomschichten gehaftet. Um diese aus der Oberfläche zu befreien, muss eine gewisse Spannung angelegt werden. Die Dichte der freien Ladungsträger ist hier deutlich geringer als für den Zeitpunkt direkt nach der Entladung, daher kommt es zu einer längeren Zündverzögerung.

Dadurch können die Verzögerungszeit der Zündung und somit auch die höhere Zündspannung für die Erstzündung erklärt werden.

Die Messung der Wiederzündung ist mit elektrisch vorbelasteten Teststrukturen durchgeführt. So bleiben auf der Oberfläche der Mikrokanäle und in den ersten Atomschichten des Kanalmaterials die gefangenen Ladungsträger von der vorhergehenden Plasmaaktivität zurück. Nach Anlegen der Zündspannung werden die freien Elektronen aus der Oberfläche durch die elektrische Feldstärke befreit, und

es kommt zu dem Zünden des Plasmas. In diesen Fall findet keine Überhöhung der Zündspannung statt und die Werte stimmen sehr gut mit der Paschenkurve für  $p \cdot d = 2026 \text{ mbar} \cdot \text{mm}$  überein.

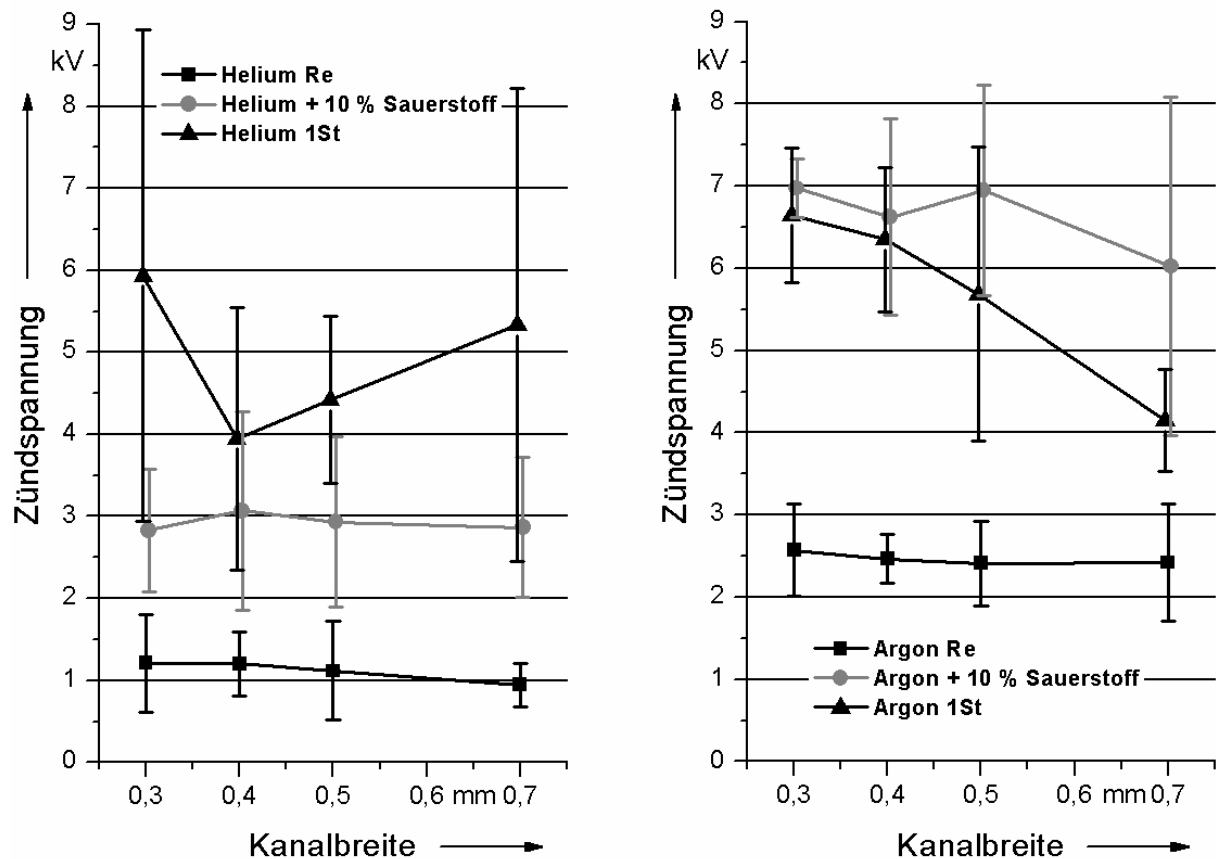


Abbildung 3.6: Abhängigkeit der Zündspannung von der Kanalbreite für Teststruktur I für die Erst- und Wiederzündung für Helium, Argon und Helium mit 10 % Anteil von Sauerstoff, bei 500 sccm

Die größere statistische Schwankung der Messwerte bei der Erstzündung (1st) im Vergleich zur Wiederzündung (Re) ist durch zwei Faktoren bedingt. Der erste ist die kleinere Zahl der Messpunkte, die hier 1/10 der Zahl der Punkte für die Wiederzündung beträgt (siehe Kapitel 0). Der zweite ist die statistische Zündverzögerung, die bei den unbelasteten Teststrukturen entsteht. Diese ist durch eine statistische Wartezeit gegeben, nach der das Startelektron im Kanal erscheint.

In Abbildung 3.7 sind die optischen Aufnahmen des Plasmas im dritten Kanal von Teststruktur I für die benutzten Gase gezeigt. Für jede Gasart (Helium, Argon und Helium mit 10 % Anteil von Sauerstoff) sind jeweils zwei Aufnahmen für die Erst- und Wiederzündung dargestellt. Die Ergebnisse für Helium und das Gemisch Helium mit Sauerstoff zeigen ein Plasma, das sich homogen im Kanal ausbreitet. Der ganze Kanal ist dabei mit dem Plasma gefüllt.

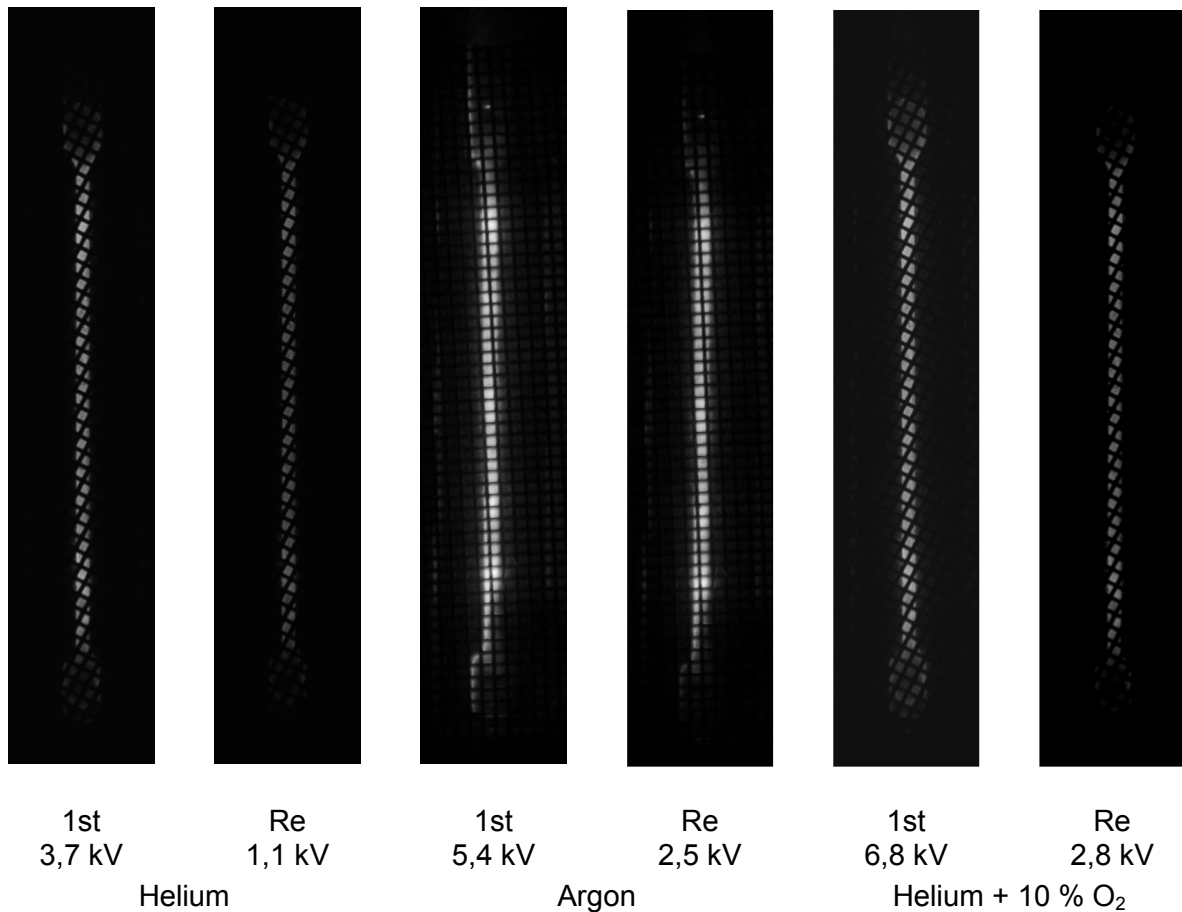


Abbildung 3.7: Optische Erscheinung des Plasmas in dem 3. Kanal der Teststruktur I für Helium, Argon und Helium mit 10 % Anteil von Sauerstoff, 500 sccm, Belichtungszeit 10 s, Blende 6.3, Brennweite 300 mm

Durch eine spezielle Form der Hochspannungselektrode (Abrundung, siehe Kapitel 3.1.1) wird die Ausbreitung des Plasmas in die Einfüllungskavitäten hinein begrenzt. Diese Abrundung verursacht aber Ungleichmäßigkeiten der Plasmaverteilung am Anfang der Abrundung der Elektrode (vgl. Abbildung 3.1). Die Lichtintensität der

Entladung ist dort stärker als im restlichen Kanal, was auf eine Feldüberhöhung hinweist. Besonders deutlich ist das bei den Versuchen mit Argon zu sehen.

### **3.1.6 Zündspannung als Funktion der Sauerstoffkonzentration**

Für einige Beschichtungsverfahren ist es nötig, das Plasma in Anwesenheit von Sauerstoff zu erzeugen. Beispielsweise bei der Hydrophilisierung des Kanals mittels Siliziumoxid nehmen die Sauerstoffatome an der Reaktion teil. Der Sauerstoff erhöht die Zündspannung der Edelgase dabei bedeutsam, was einen Einfluss auf die Konstruktion des Reaktors und besonders auf die Isolationsauslegung hat. Daher muss getestet werden, ob es im Reaktor für Teststruktur I möglich ist, das Plasma bei unterschiedlichen Sauerstoffkonzentrationen zu zünden. Die Versuche werden für die 10, 20 und 30 % Sauerstoffanteil durchgeführt.

In der Abbildung 3.8 werden typische Ergebnisse der Untersuchungen der Zündspannung in Abhängigkeit von der Sauerstoff-Konzentration im Trägergas Helium gezeigt. Die Ergebnisse sind für Erst- und Wiedorzündung für den gesamten Gasfluss von 500 sccm im ersten Kanal der Teststruktur I zusammengefasst.

Wie erwartet steigen die Zündspannungswerte der Wiedorzündung mit zunehmender Sauerstoff-Konzentration an. Bei den gemessenen Sauerstoffkonzentrationen ist der Anstieg nicht linear.

Bei sehr kleinen Sauerstoffkonzentrationen hat die Entladung in Helium ähnliche Eigenschaften wie eine Glühentladung unter niedrigem Druck. Das gilt für Konzentrationen von Sauerstoff im Bereich von einigen ppm. Bei den durchgeführten Untersuchungen liegen die Konzentrationen deutlich höher. In diesem Bereich zeigt die Entladung die Eigenschaften einer Townsend-Entladung. Der Grund für diesen Übergang liegt darin, dass Sauerstoff eine wichtige Rolle sowohl bei der Zerstörung der Metastabilen in Helium, als auch bei der Anlagerung von Elektronen (Erhöhung der Anlagerungskoeffizienten  $\eta$ ) spielt. Durch eine kleinere Menge der Startelektronen und Metastabilen erhöht sich auch die Zündspannung [Lee2004].

Im Gegensatz zu den Erwartungen zeigen die Werte der Erstzündung keine bedeutenden Abhängigkeit. Theoretisch sollte sich eine ähnliche Abhängigkeit

wie bei der Wiedorzündung einstellen. Allerdings spielt hier die statistische Zünd-Verzögerung wie in den Experimenten aus Kapitel 3.1.5 mit verschiedenen Kanalbreiten eine entscheidende Rolle. Der erwartete Wert der Zündspannung für Helium liegt deutlich niedriger als der für Helium mit Sauerstoff. Tatsächlich kommt es in den durchgeführten Experimenten bei der Spannung zur Zündung, die deutlich höher als die theoretische Zündspannung liegt.

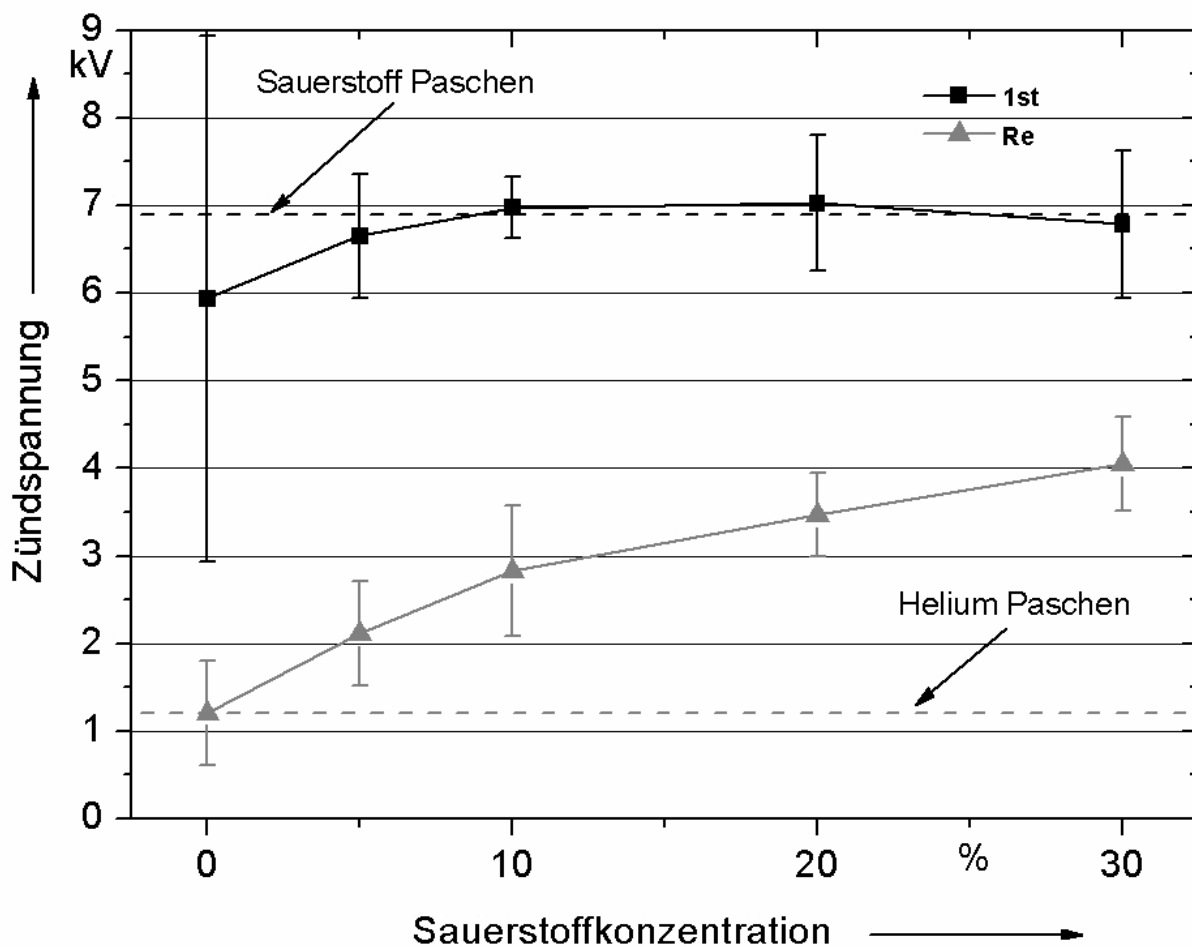


Abbildung 3.8: Abhängigkeit der Zündspannung von der Sauerstoffkonzentration für Kanal 1 der Teststruktur I für die Erst- (1st) und Wiedorzündung (Re), Gasfluss gesamt 500 sccm; Vergleich mit den Werten aus der Paschenkurve

Die Anwesenheit des Sauerstoffs im Helium und Argon macht sich nicht nur auf die Zündspannung bemerkbar, sondern auch auf den Entladungstyp. Die zeitlichen Verläufe der Entladung (Strom-Spannungs-Linien) in Abbildung 3.9 zeigen Beispiele für die Wiederzündung in reinem Helium und in Helium mit 5 % Beimischung von Sauerstoff.

Bei der Wiederzündung der Entladung in reinem Helium in der Nähe der Zündspannung verläuft die Entladung in Form einzelner Stromimpulse in einer Spannungs-Halbperiode. Die zeitlichen Verläufe der Entladung deuten in ihrer Form auf eine homogene Entladung hin. Die gemessenen Impulse erreichen Dauerzeiten zwischen 2 und 4  $\mu\text{s}$ . Dabei liegen die beobachteten Anstiegszeiten zwischen 0,7-0,9  $\mu\text{s}$ . Die Stromamplituden, gemessen über den Wert des kapazitiven Verschiebungsstromes, erreichen Werte zwischen 0,1 und 0,5 mA. Erhöht man die Spannung über die Einsetzspannung, entstehen mehrere Stromimpulse pro Halbperiode und die homogene Entladung geht in eine Multi-Entladung über. Die Erscheinung nähert sich der Entladungsform einer Entladung mit der Zumischung von Sauerstoff (s.u.).

Die Entladung bei einem Sauerstoffanteil von 5% unterscheidet sich deutlich von der in reinem Helium. Erhöht man die Spannung auf die Einsetzspannung, fängt die Entladung unmittelbar mit mehreren Impulsen pro Halbperiode an. Im Gegensatz zu reinem Helium dauern einzelne Impulse zwischen 0,6 und 0,9  $\mu\text{s}$ . Die Anstiegszeiten sind deutlich kürzer und liegen zwischen 0,02-0,06  $\mu\text{s}$ . Die Stromimpulse sind steiler und schmaler, erreichen aber höhere Werte, die bis zu 2 mA betragen können. Die Form der zeitlichen Entladungsverläufe ist als filamentierte Entladung zu interpretieren.

Betrachtet man die Ergebnisse für die Erstzündung, sehen die Oszillogramme für beide Fälle ähnlich aus, da man sich über der Einsetzspannung befindet, was zur Entwicklung einer Multi-Entladung führt. Die Entladung in Argon und Argon mit Sauerstoff führt zu gleichen Ergebnissen.

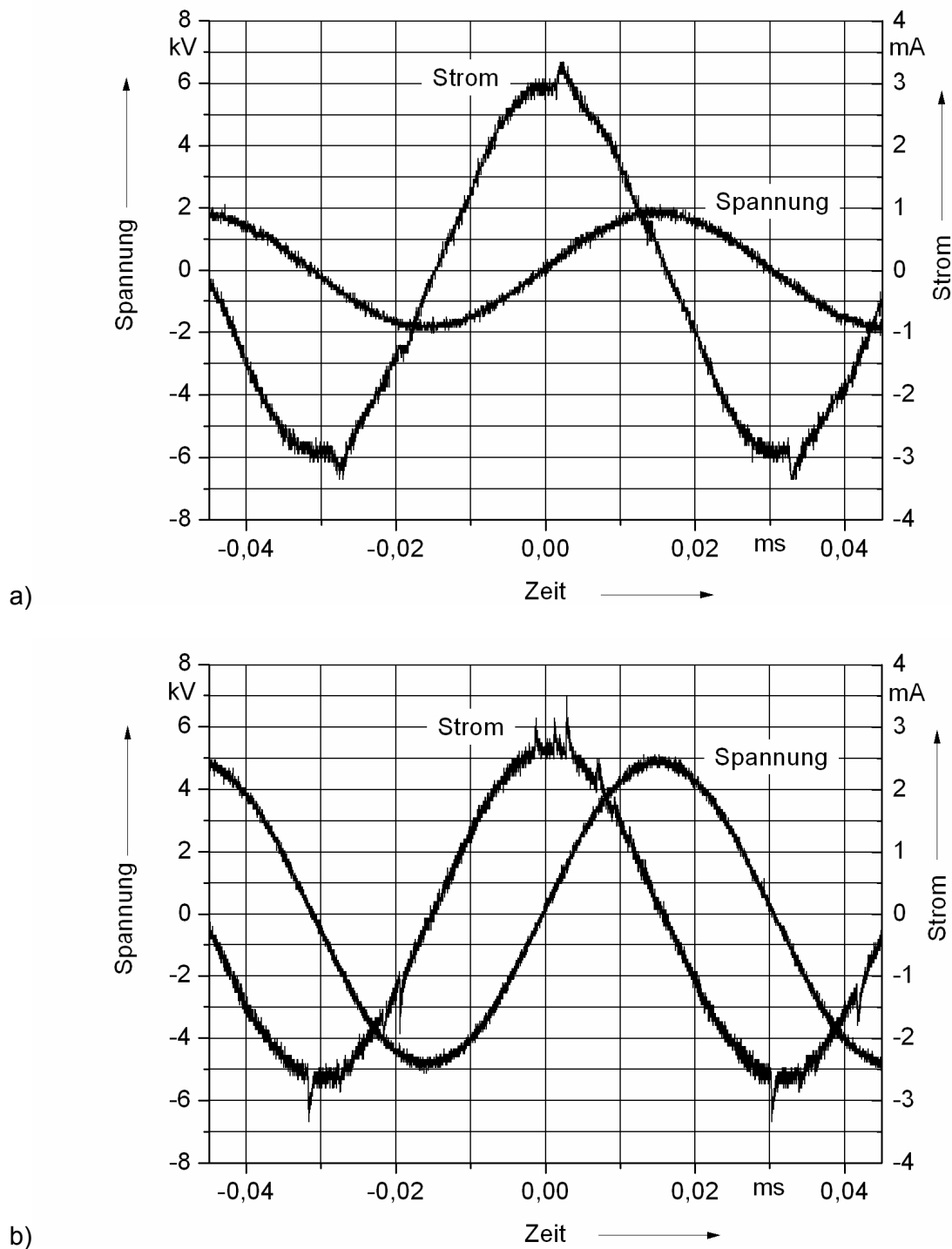


Abbildung 3.9: Zeitliche Verläufe der Entladung in Teststruktur I: a) reines Helium, Spannung zwischen Elektroden 1,9 kV, Wiedertzündung b) Helium mit 5 % Beimischung von Sauerstoff, Spannung zwischen Elektroden 4,8 kV, bei der Wiedertzündung

### **3.2 Koplanare Barrierenanordnung**

In diesem Abschnitt wird die Möglichkeit einer globalen Behandlung der Kanäle mit dem Einsatz eines Reaktors, der auf einer koplanaren Elektrodenanordnung basiert, dargestellt.

Der Reaktor wurde für die Behandlung der Teststruktur II eingesetzt. Die technischen Daten der Teststruktur sind Kapitel 2.6 zu entnehmen. Ein sehr kleiner Kanalquerschnitt im Vergleich mit der Teststrukturhöhe in Verbindung mit der Länge des Kanals stellt nicht nur eine elektrische sondern auch eine prozesstechnische Herausforderung dar. Um eine gleichmäßige, homogene Schicht auf der Kanaloberfläche zu erzeugen, müssen viele Behandlungsparameter miteinander abgestimmt werden. Dazu gehören die Gaszusammensetzung, die Gas-Durchflussgeschwindigkeit und deren Zusammenspiel mit dem Puls-Pause-Betrieb des Generators, die Behandlungszeit und die Präkursormenge. Erst ein Zusammenspiel dieser Parameter in Verbindung mit der richtigen Elektrodenauslegung kann die beabsichtigten Behandlungseffekte liefern.

Die in der ersten Phase der Versuche eingesetzte planare Elektrodenanordnung, die in der Bauform ähnlich dem Reaktor für Teststruktur I war (siehe Abbildung 3.10 a), hat sich für Teststruktur II nicht bewährt. Die experimentellen Untersuchungen waren nicht erfolgreich, da es mit dieser Konstruktion nicht möglich war, das Plasma im ganzen Kanal gleichmäßig zu zünden. Dabei wurde die Spannungsgrenze des Reaktors erreicht, bzw. die Spannungsfestigkeit der eingesetzten Isolationsmaterialien war nicht ausreichend. Der Grund lag darin, dass der Spannungsabfall über die Höhe des Kanals ca. 2,5 % der an den Elektroden angelegten Spannung betrug [Dziu2006].

Der Spannungsabfall war nicht ausreichend, um die Zündspannung der Gase zu erreichen. Auch nach der Optimierung des Reaktors und spezieller Präparierung der Teststruktur II durch Abfräsen auf eine Höhe von 1,5 mm konnte das Plasma nicht im ganzen Kanal zünden. Hauptsächlich waren das die Bereiche des Kanals, die außerhalb der Hochspannungselektrode lagen sowie die Befüllungskavitäten (siehe Abbildung 3.10 b). Der Spannungsabfall beträgt im optimierten Reaktor über die Kanalhöhe 6,5 % der zwischen den Elektroden angelegten Spannung. Eine Zündung



in den Befüllungskavitäten fand statt, da sie deutlich tiefer als die Kanäle selber sind und dadurch einen höheren Spannungsabfall verursachen (Spannungsabfall von 50 % der angelegten Spannung). In den anderen Bereichen der Zündung haben die tangentialen Komponenten der elektrischen Feldstärke im Kanal eine entscheidende Rolle gespielt. Durch die tangentielle Komponente der elektrischen Feldstärke im Kanal kommt es zur Ausbreitung von Gleitentladungen. Diese werden durch ein Streamerwachstum parallel zur Oberfläche ausgelöst.

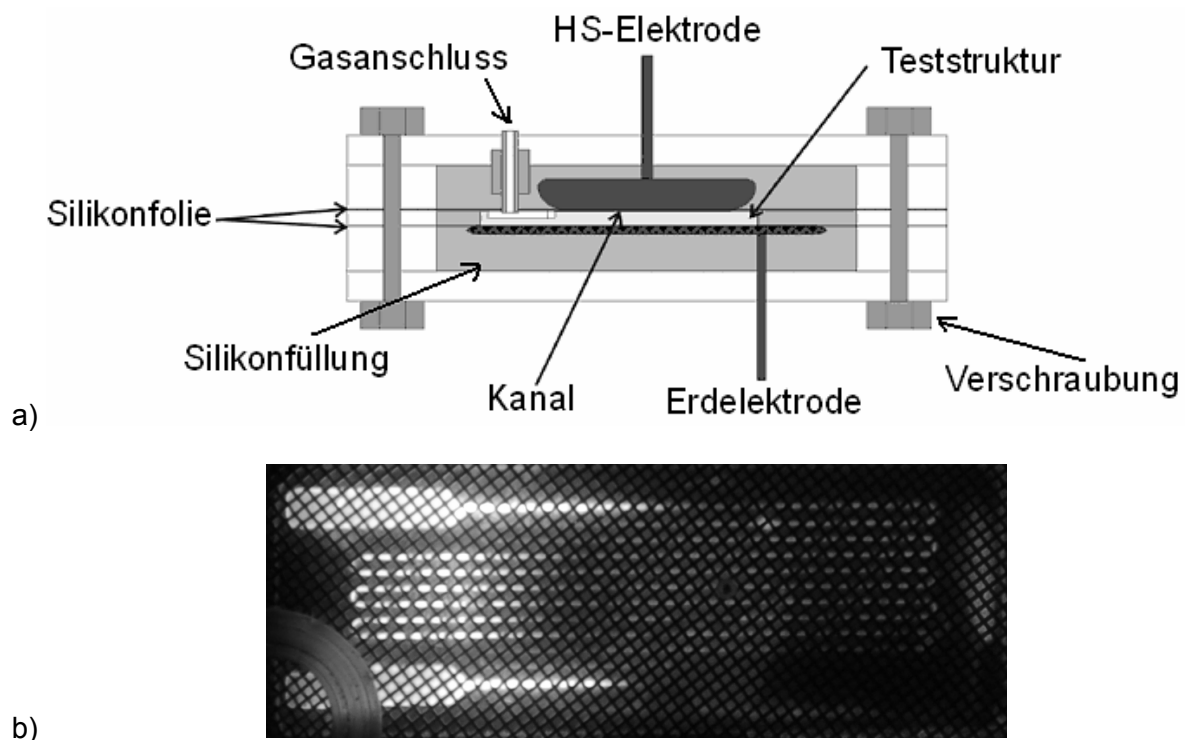


Abbildung 3.10: Versuchsreaktor zur Behandlung der Teststruktur II, homogene Elektrodenanordnung, schematisch Elektrodenanordnung für Teststruktur II, Betriebsspannung 6,6 kV, Helium, Überdruck 110 mbar

Eine gute laterale Ausbreitung des Plasmas in diesen Bereichen hat zur Entwicklung eines neuartigen Konzeptes des Reaktors geführt. Dieses Konzept basiert auf der koplanaren Elektrodenanordnung, die hier zur Erzeugung des Plasmas entlang des Kanals der Teststruktur II Verwendung findet. In den folgenden Kapiteln wird der

Aufbau, die Optimierung und der Einsatz des Reaktors mit 7-koplanaren Elektroden zur Behandlung der Teststruktur II dargestellt.

### **3.2.1 Reaktor mit 7-koplanaren Elektroden**

In allgemeinen besteht eine koplanare Elektrodenanordnung aus Elektrodenpaaren, die an entgegengesetzten Spannungs-Polaritäten angeschlossen sind (siehe Abbildung 3.11 d). Diese sind in der Nähe der Oberfläche eines Dielektrikums eingebettet. Der Durchschlag entsteht im Gas an der Oberfläche des Dielektrikums, wenn die elektrische Feldstärke die Zündfeldstärke überschreitet. Die Entladung startet im Bereich über den Elektroden und entwickelt sich in Form der dünnen Durchschlagskanäle über die Oberfläche bis zu den Gegenelektroden [Hulk2005]. Die Durchschlagskanäle entstehen gleichzeitig und sind von den benachbarten Kanälen unabhängig. Eine Abhängigkeit zwischen dem vorherigen und dem folgenden Entladungskanal wird jedoch beobachtet. Der Grund dafür ist die sich auf der Oberfläche sammelnde Ladung [Giba2005]. Die in der koplanaren Elektroden-Anordnung erzeugte reine Oberflächenentladung weist eine ähnliche Charakteristik wie eine klassische Barrierenentladung auf [Piet2001].

Die Eigenschaften einer Entladung in koplanarer Elektrodenanordnung werden, abgesehen von den Gaseigenschaften, durch folgende Parameter bestimmt:

- Dicke des Dielektrikums,
- Abstand zwischen den Elektroden und
- elektrische Materialeigenschaften des Dielektrikums [Hulk2005].

Beim Einsatz der koplanaren Elektrodenanordnung zur Behandlung von Teststruktur II findet die Entladung nicht direkt auf der Oberfläche des Dielektrikums, sondern entlang der Kanäle der Teststruktur statt. Die Entladung ist durch diese Abmessungen begrenzt und durch die Eigenschaften der Kanalwände beeinflusst. Ein klarer Vorteil einer koplanaren Elektrodenanordnung ist die Unabhängigkeit der Zündspannung von der Gesamtdicke der Teststruktur.

Die Untersuchungen im weiteren Unterkapitel werden an dem in Abbildung 3.11 dargestellten Versuchsreaktor durchgeführt. Die komplette technische

Dokumentation des Reaktors ist der Zeichnung im Anhang (Abbildung A.2, Abbildung A.3) zu entnehmen.

Der Reaktor besteht aus zwei Hauptelementen, die miteinander verschraubt werden und die Teststruktur vollständig umschließen. Die Verschraubungsstellen und die Stabilität des Reaktors werden durch das Gehäuse aus Polymethylmethacrylat (PMMA, Plexiglas) gewährleistet.

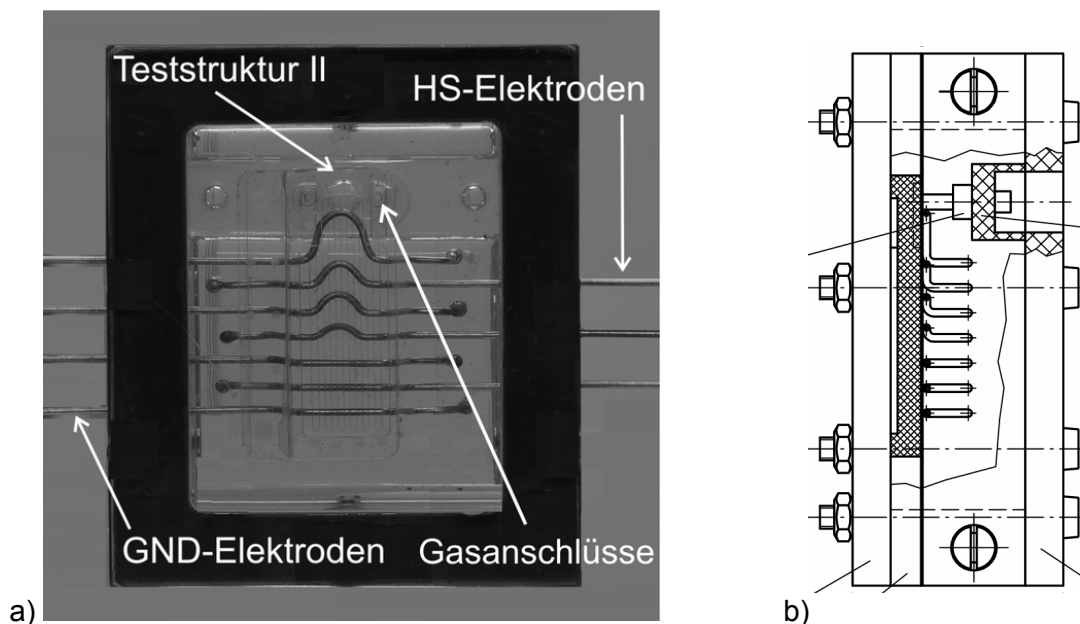


Abbildung 3.11: Versuchsreaktor zur Behandlung der Teststruktur II, koplanare 7-Elektrodenanordnung; a) Fotografie, b) technische Zeichnung, Querschnitt

Die Teststruktur II wird in dem Hauptteil des Reaktors in einer aus Silikonkautschuk der Firma RS (Bestellnr. 409-5715) vergossenen Form positioniert. Sie ist mit dem Kanal zu den Elektroden gerichtet. Die Teststruktur wird von den Elektroden durch 0,2-0,3 mm starke Silikon-Folie der Firma MTI Leewood GmbH (Hersteller-Bezeichnung SST P 601 003) getrennt. Dadurch wird ein direkter Kontakt zur Teststruktur, sowie parasitäre Entladungen oder ein Durchschlag vermieden. Durch die Anpresskraft, die durch das Verschrauben des zweiten Teils des Reaktors auf die Teststruktur ausgeübt wird, wird die Silikon-Folie an die Form der Teststruktur angepasst, was eventuelle Lufteinschlüsse zwischen Silikonfolie und Teststruktur

vermeidet. Dadurch entstehen die günstigsten Bedingungen für die Entwicklung der Entladung direkt im Kanal.

Die Elektroden werden aus Silberdraht mit einem Durchmesser von 1 mm gefertigt. Sie werden im obengenannten Silikonkautschuk vergossen. Der Abstand zwischen zwei Elektroden beträgt 3,3 mm. Vor dem Einsatz wird das Material für die Elektroden zusätzlich bearbeitet. Es wird mit feinem Schleifpapier (#1000) geschliffen, um eine höhere Silikonhaftung zu erreichen. Die hohe Feldstärke, die bei den nicht angeschlossenen Enden der Elektroden auftritt, wird durch die kugelförmigen Aufsätze aus Zinn abgeschwächt.

Um eine vollständige Behandlung der Teststruktur zu gewährleisten, werden die Position, der Abstand und die Form der Elektroden optimiert, was in Absatz 3.2.2 präsentiert ist. Basierend auf den Feldberechnungen und Daten aus den experimentellen Untersuchungen ist ein Reaktor mit 7 Elektroden entstanden. Diese werden abwechselnd an die Masse und an die Hochspannung verschaltet, so dass die äußeren Elektroden an der Masse angeschlossen sind.

Die Gasversorgung ist durch die speziellen Gasanschlüsse der Firma ThinXXS (Herstellers-Bezeichnung: micro fluidic connector PC:MFC0204) realisiert. An diese werden die Gas-Versorgungsschläuche angeschlossen.

### **3.2.2 Optimierung des Reaktors und Modell der Teilchenbewegung in dem Reaktor**

Um eine vollständige und gleichmäßige Behandlung in den Kanälen der Teststruktur II zu gewährleisten, muss die Anordnung an die Teststruktur mit besonderer Berücksichtigung der Kanalform angepasst werden. Zu diesem Zwecke werden parallel zu den experimentellen Untersuchungen die zwei-dimensionalen (2D) Berechnungen der elektrischen Feldstärke mittels Ansys durchgeführt.

Die Entstehung und das Verhalten des Plasmas im Kanal sind mit der Verteilung der elektrischen Feldstärke direkt verbunden. Das Ziel der Optimierung ist die Erzeugung einer möglichst regelmäßigen Feldverteilung entlang des Kanals, was die gleichmäßige Entwicklung einer Entladung gestattet. Wichtig ist dabei, die hohen

Feldstärken an den Stellen zu vermeiden, wo sich die elektrisch kritischen Punkte der Anordnung befinden.

In der ersten Phase der Optimierung wird das Zusammenspiel zwischen der Anzahl der Elektroden und deren Durchmesser untersucht. Bei den Feldberechnungen wird nur die 2D-Ausdehnung der Teststruktur berücksichtigt. Deswegen wird in der zweiten Phase die Form der Elektroden experimentell angepasst, so dass die Fläche des Kanals möglichst gleichmäßig mit den Elektroden abgedeckt ist. Besonders wichtig sind dabei die Teile des Kanals, die sich zwischen den Befüllungskavitäten befinden. Dort können keine geraden Elektroden eingesetzt werden, weil die Befüllungskavitäten frei zugänglich für die Gasanschlüsse bleiben müssen und zusätzlich sich in diesen kein Plasma bilden darf. Daher werden der Biegungsradius der Elektroden und die Veränderung der Abstände zwischen diesen durch die Experimente festgelegt (siehe Abbildung A.3).

Zu den elektrisch kritischen Stellen des Reaktors gehört der Ort, an dem das obere Teil der Teststruktur in Berührung mit der Silikonmatte und der Silikonfüllung kommt. Diese musste experimentell verbessert werden. Aufgrund der hohen Feldstärke an der Elektrode und eventuellen Lufteinschlüssen, die bei der Positionierung der Teststruktur im Reaktor entstehen, sind unerwünscht Oberflächenentladungen entstanden, die in kurzer Zeit zum Versagen der Isolation und zu einem Durchschlag an der „Luftstrecke“ zwischen 2 benachbarten Elektroden führten. An diesen Stellen werden die Elektroden zusätzlich gebogen, so dass der Abstand an der Stelle wesentlich größer bleibt.

Bei der Optimierung sind im Folgenden beschriebene Zusammenhänge zu beachten. Die Veränderung der Durchmesser von Elektroden führt zur Veränderung der elektrischen Feldstärke. Verkleinert man ihn, erhöht sich die Feldstärke in dem Kanal, was positiv bezüglich der Entwicklung von Entladungen ist. In der unmittelbaren Nähe der Elektroden kommt es aber zu den Feldüberhöhungen. In Konsequenz kommt es bei höheren Spannungswerten zum Versagen der elektrischen Isolation direkt an der Elektrodenoberfläche und im Weiteren zu einem Durchschlag. Bei der Vergrößerung des Durchmessers von Elektroden sinkt der maximale Wert der elektrischen Feldstärke an der Elektrodenoberfläche, was aber auch zur Verringerung der Feldstärke im Kanal führt.

Die Durchmesseränderung führt auch zur Veränderung des Abstandes zwischen den Elektroden, da die geometrischen Abmessungen der Teststruktur konstant bleiben. In Konsequenz beobachtet man die Veränderung der elektrischen Feldstärke.

Ändert man die Anzahl der Elektroden, was mit der Veränderung des Abstandes zwischen diesen verbunden ist, verändert sich auch die Verteilung der elektrischen Feldstärke in der gesamten Anordnung.

In der koplanaren Elektrodenanordnung spielt bei der Entwicklung der Entladung im Kanal die tangential Komponente der elektrischen Feldstärke eine entscheidende Rolle. Die Entladung entwickelt sich hierbei im Gegensatz zur homogenen Barrierenanordnung entlang des Kanals, sobald die Einsetzbedingungen erfüllt sind (Einsetzfeldstärke ist überschritten, Startelektron ist vorhanden). Wichtig für die Gleichmäßigkeit der Behandlung ist ein möglichst gleichmäßiger Verlauf der tangentialen Komponente längs des Kanals. Von dieser Komponente ist die Entstehung und Beschleunigung von Ladungsträgern längst des Kanals direkt abhängig. Dadurch ändert sich auch die Plasmaintensität und Aktivierung der reaktiven Spezies, die an der Behandlung teilnehmen. In der hier betrachteten Anordnung, die aus mehreren zusammengestellten klassischen koplanaren Anordnungen besteht, gibt es aber keine Möglichkeit, einen konstanten Verlauf der tangentialen Komponenten entlang des ganzen Kanals zu gewährleisten. Aus den konstruktiven Gründen (mehrere Elektroden, die abwechselnd mit der Hochspannung und Erde verbunden sind) verändert sich die Feldstärke innerhalb des Kanals zwischen zwei benachbarten Elektroden und erreicht die maximalen Werte (betragsmäßig) direkt an den Stellen, wo sich die Elektroden befinden. Die Anpassung kann daher nur für zwei benachbarte Elektroden stattfinden.

Im Rahmen der Optimierung werden Reaktoren mit 3, 5, 7 und 9 Elektroden untersucht. Im Allgemeinen erreicht man für Reaktoren mit geringerer Anzahl der Elektroden (3, 5) nahezu konstante Werte der tangentialen Komponente der elektrischen Feldstärke über einem längeren Abschnitt des Kanals, was günstig für die Entwicklung der Entladung ist. Aufgrund der großen Abstände zwischen den Elektroden werden aber größere Werte der Zündspannung beobachtet. Diese führt zu den großen Feldüberhöhungen an den Elektroden und in Konsequenz zum

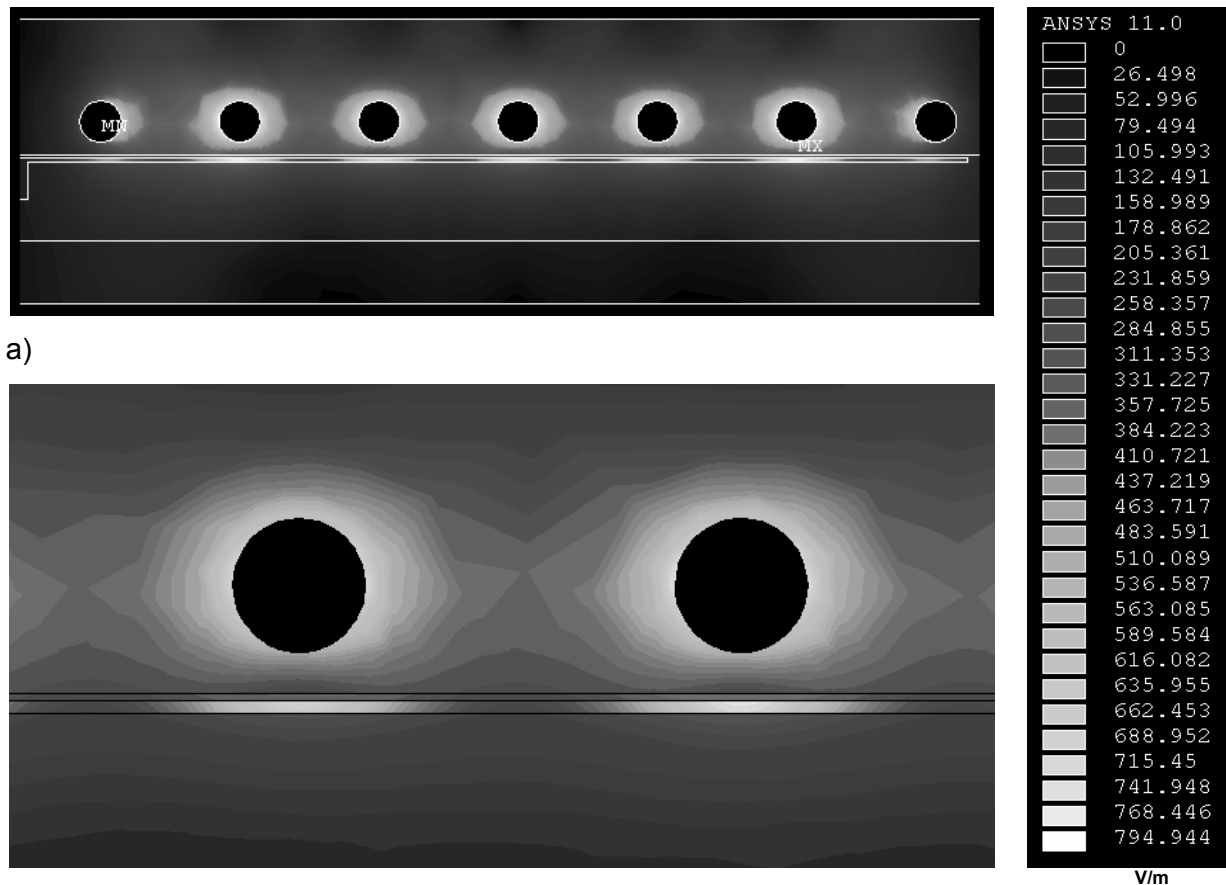
Versagen der elektrischen Isolation direkt an der Elektrodenoberfläche. Für den Reaktor mit 9 Elektroden werden zwar kleine Werte der Einsetzspannung erreicht, jedoch reduziert sich der Abstand zwischen den Elektroden dabei und es bleibt somit nicht genügend Isolation zwischen den einzelnen Elektroden.

Basierend auf den Feldberechnungen und den Daten aus den experimentellen Untersuchungen ist ein Reaktor mit 7 Elektroden entstanden, der die Anforderungen am besten erfüllt. Der Aufbau ist aus dem Kapitel 3.2.1 zu entnehmen. Der Durchmesser der Elektroden beträgt 1 mm. Diese werden in einem Abstand von 3,3 mm positioniert. Die Abbildung 3.12 zeigt die Feldverteilung der elektrischen Feldstärke in diesem Reaktor, wobei die dort präsentierten Werte dem Betrag der elektrischen Feldstärke entsprechen.

Die Maxima befinden sich an der Elektrodenoberfläche und im Kanal direkt unter den Elektroden. Die maximalen Werte der elektrischen Feldstärke an den Elektroden liegen deutlich unter den Durchschlagsfeldstärken für die gängigen Silikon-Kautschuks, die in der Literatur mit über 20 kV/mm angegeben werden. Bei den Versuchen (siehe Kapitel 3.2.4) liegen an den Elektroden Spannungen unter 15 kV, was einer Feldstärke von ca. 12 kV/mm an den Elektroden entspricht.

Die Feldüberhöhungen direkt an der Kanaloberfläche in der Nähe der Elektroden, geben günstige Bedingungen für den Einsatz / die Zündung der Entladung. Dort wird auch der höchste Umsatz und die höchste Abscheidungsrate von Präkursoren erwartet. Nach der Zündung entwickelt sich die Entladung entlang des Kanals, wobei die Ladungsträger hauptsächlich durch die tangential Komponente der elektrischen Feldstärke beschleunigt werden. Die Diagramme der Abbildung 3.13 zeigen den Verlauf der tangentialen Komponente, der summarischen Feldstärke und den Spannungsverlauf in einem Kanal des optimierten Reaktors mit 7 Elektroden.

Die tangential Komponente, die für die Bewegung der Elektronen entlang des Kanals verantwortlich ist, bleibt zwischen den Elektroden nahezu konstant über einen längeren Weg. Nur an den Elektroden kommt es zu einer schlagartigen Veränderung der Feldrichtung (Abbildung 3.13 a).



a)

b)

Abbildung 3.12: Verteilung des elektrischen Feldes (Betrag) im Versuchsreaktor mit koplanarer 7-Elektrodenanordnung zur Behandlung der Teststruktur II, Schnitt entlang des Kanals, Feldberechnung mit Ansys 11.0, normiert auf 1 V, a) Gesamtanordnung, b) Vergrößerung von zwei Elektroden

Der aus der Feldberechnung theoretisch ermittelte Wert des Spannungsabfalls im Kanal zwischen zwei benachbarten Elektroden beträgt 64 % der an den Elektroden angelegten Spannung (Abbildung 3.13 b).

Nachfolgend wird ein vereinfachtes Modell zur Erklärung der Teilchendynamik in koplanarer Anordnung dargestellt. Abbildung 3.14 zeigt ein Modell der Bewegungsrichtungen von Ladungsträgern für zwei Zeitpunkte, wobei sich in diesem Zeitabschnitt die Polarität der an den Elektroden angelegten Spannung ändert. Beobachtet wird ein Gasvolumen von  $\Delta V$ , das sich unter der Wirkung des Druckes um  $\Delta x$  fortbewegt. Die Pfeile, die die Bewegungsrichtung der Gasmolekeln und Ladungsträger abbilden, sind vereinfacht parallel zu der Gasflussrichtung gezeichnet.



In der Realität bewegen sich diese Elemente thermisch in allen möglichen Richtungen. Die Pfeile zeigen nur die Bewegungsrichtung, die durch die tangentielle Komponente der elektrischen Feldstärke für die Ladungsträger und den Druck für neutrale Teilchen verursacht wird. Die Ladungsträger bewegen sich, solange es zu keinen Stößen kommt über die Bahnen, die die Feldlinien nachbilden. Diese verlaufen jeweils zwischen Elektrodenpaaren, was auch die Bewegung der Ladungsträger begrenzt.

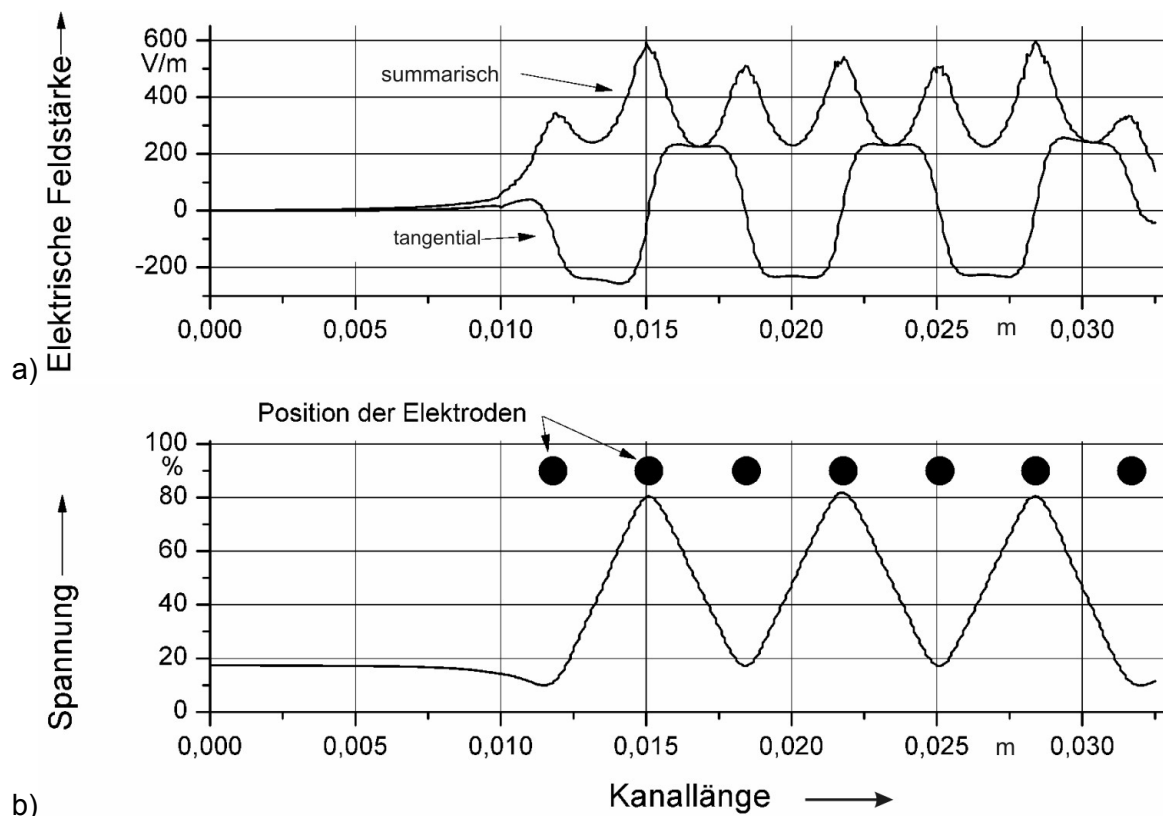


Abbildung 3.13: a) Verlauf der elektrischen Feldstärke entlang des Kanals in der Teststruktur II, summarische (Betrag) und tangentielle Komponente zur Kanaloberfläche

b) Spannungsverlauf im Prozent der an den Elektroden angelegten Spannung für den Versuchsreaktor mit koplanarer 7-Elektrodenanordnung,

Feldberechnung mit Ansys 11.0, normiert auf 1 V

Die nicht ionisierten Gasmolekeln und die Metastabile bewegen sich in die Richtung des Druckgradienten. Die auf die Ladungsträger wirkende Kraft besteht dagegen aus zwei Hauptkomponenten: die erste, schwächere ist als Folge des Druckgradienten zu sehen, die zweite, die eine stärkere Wirkung auf die Teilchen hat, wird durch die elektrische Feldstärke verursacht. Im Weiteren wird die erste Komponente für die aufgeladenen Teilchen nicht berücksichtigt. Als Folge der elektrischen Feldstärke ergibt sich die Bewegung der Ladungsträger in unterschiedliche Richtungen, je nach der Ladung, die sie tragen.

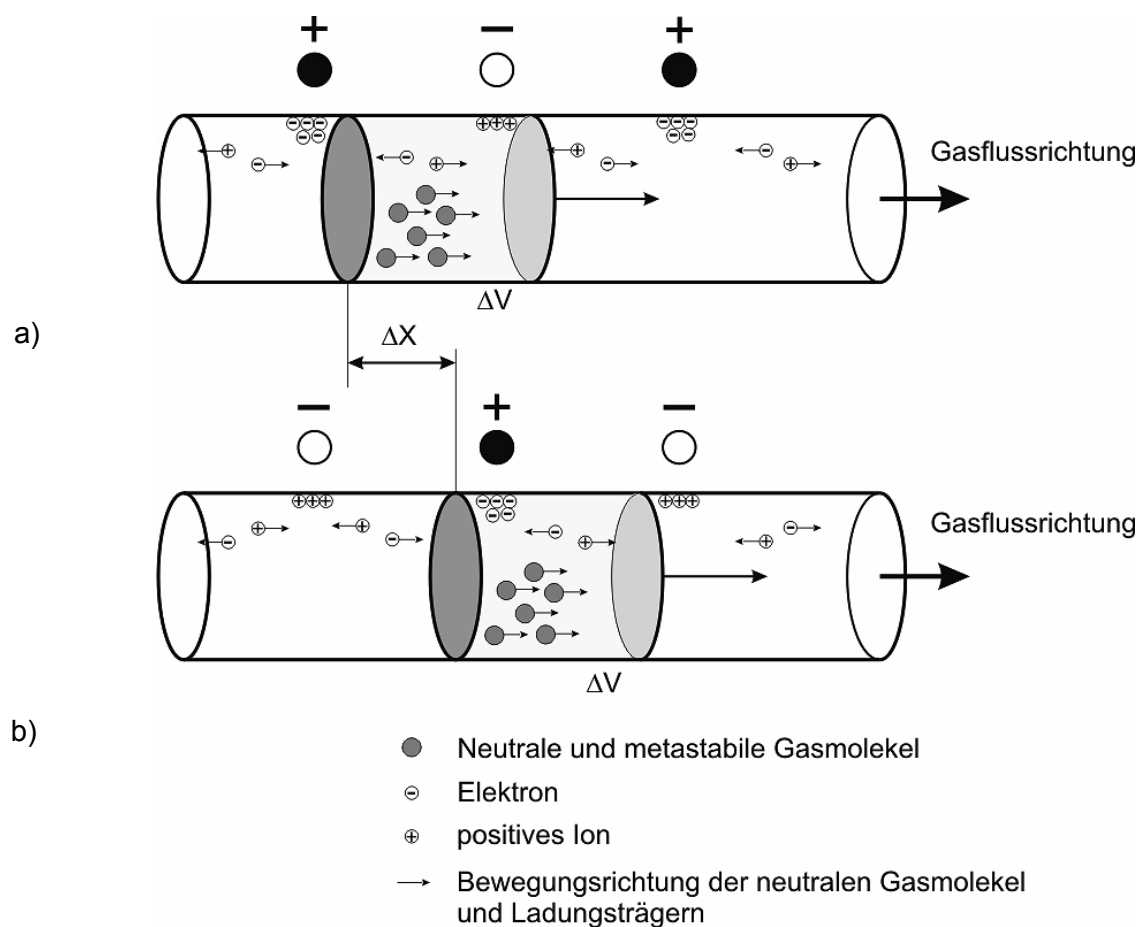


Abbildung 3.14: Modell der Bewegung von Gasmolekeln und Ladungsträger im Versuchsreaktor mit koplanarer 7-Elektrodenanordnung zur Behandlung der Teststruktur II, für zwei unterschiedliche Polaritäten der Elektroden / Zeitpunkte, schematisch, vereinfacht.

Die Elektronen (als die schnelleren Teilchen) tragen bei der Bewegung zur positiven Elektrode hauptsächlich zur Ionisation bei. Ein Teil von diesen erreicht die Stellen im Kanal, die am nächsten an den Elektroden liegen und sammelt sich auf Grund von elektrostatischen Kräften an der Kanaloberfläche. Die Ionen bewegen sich viel langsamer in die Richtung der Gegenelektrode und sammeln sich dort (Abbildung 3.14 a). In der gleichen Zeit bewegen sich die neutralen Teilchen und Präkursoren mit der Gasflussgeschwindigkeit innerhalb des Kanals fort.

Nach dem Wechsel der Polarität von der an den Elektroden angelegten Spannung verändert sich auch die Richtung des elektrischen Feldes im Kanal und damit verbunden dessen Wirkung auf die Ladungsträger. Die Kräfte wirken jetzt in die Gegenrichtung, was zum Wechsel der Bewegungsrichtung der Ladungsträger führt.

Der Richtungswechsel ist mit einer Zeitkonstanten verbunden, da die Ladungsträger eine gewisse kinetische Energie und damit eine entsprechende Trägheit besitzen. Sie werden zuerst gebremst und dann wieder in dem Feld in die Gegenrichtung beschleunigt. Die Richtung der örtlichen Ausbreitung der Ionisation ändert sich dadurch auch, die Gasflussrichtung bleibt aber konstant (Abbildung 3.14 b). Die Ionisation findet also abwechselnd einmal in die Richtung des Gasflusses und einmal entgegen dieser statt. Die Ladungsträger, die sich in der Nähe der Elektroden während einer Spannungshalbwelle gesammelt haben, werden nach dem Polaritätswechsel von den Elektroden abgestoßen und vereinfachen die Zündung der Entladung in der nächsten Spannungshalbwelle.

Jetzt betrachtet wird ein Gasmolekel, das sich mit der Gasflussgeschwindigkeit im Kanal fortbewegt. Die thermische Bewegung und die Zusammenstöße mit anderen Teilchen werden zur Vereinfachung nicht berücksichtigt. Um den Abstand von 3,3 mm zwischen zwei Elektroden zu passieren, braucht es bei dem Gasdruck von 110 mbar 4,1 ms (). Bei einer Frequenz von 16 kHz, die bei den Versuchen mit der Teststruktur II eingesetzt ist, beträgt die Spannungsperiode 0,063 ms. Das entspricht dem 65-fachen Wechsel der Laufrichtung der Ladungsträger innerhalb der Laufzeit eines Gasmolekels zwischen zwei Elektroden.

### 3.2.3 Zündspannung in unterschiedlichen Gasen und Gasgemischen

Die Untersuchungen der Zündbedingungen in der Teststruktur II werden für reine Gase (Helium und Argon) und für Mischungen mit Sauerstoff durchgeführt. Der eingestellte Vordruck an dem Gaseinlass beträgt 110 mbar und wird konstant für die Messungen aus diesem Kapitel gehalten. Die Vorbereitung der Prüflinge und das Messverfahren für die Teststrukturen II sind bis auf einen Unterschied dem Ablauf für die Teststrukturen I im Kapitel 3.1.3 gleich. Im Gegensatz zu den Versuchen mit Teststruktur I wird die Teststruktur II nach der Wiederzündung nicht vollständig mit dem Plasma befüllt. Das Plasma entsteht nur in einigen Abschnitten des Kanals, die an der Seite des Gaseinlasses liegen. Für die gleichmäßige Behandlung der Kanaloberfläche muss aber der ganze Kanal befüllt sein. Deswegen wird neben der Messung der Erstzündung und Wiederzündung zusätzlich der Wert der erhöhten Spannung ermittelt, bei der der gesamte Kanal befüllt ist.

Die Abbildung 3.15 stellt die Messergebnisse für die untersuchten Gase: reines Helium, Argon und für die Gemische mit 5 % Sauerstoff dar. Die Zündspannungswerte der Erstzündung für alle Gase wiesen, wie bei Teststruktur I, die größte statistische Streuung auf. Ähnlich wie bei der Teststruktur I spielt auch hier die statistische Zündverzögerung eine entscheidende Rolle. Nimmt man die statistische Erzeugungsrate der Elektronen durch die kosmischen Strahlen im Gasvolumen als  $6 / \text{cm}^3 \text{s}$  bei dem Kanalvolumen von  $0,0031 \text{ cm}^3$  an, so kommt man auf  $0,019 \text{ Elektronen} / \text{s}$  im Kanal.

Die Spannungswerte bei den Versuchen, bei denen der gesamte Kanal vollständig mit Plasma befüllt ist, liegen zwischen 17 und 38 % höher als die für die Wiederzündung. Die unvollständige Befüllung des Kanals ist durch die Kontamination des Gases verursacht. Während der Plasmaaktivität lösen sich aus der Abdeckungsfolie der Teststruktur II, die mit Klebstoff bedeckt ist, Teilchen und diffundieren in das Gasvolumen ein. Der Klebstoff (Tesafilm) besteht aus vielen komplexen Teilchen, deren Zusammensetzung allerdings nicht bekannt ist. Diese Teilchen kontaminieren das Helium, was das Löschen („quenching“) der Entladung und die Erhöhung der Zündspannung zur Folge hat. Dabei wird das metastabile Helium zerstört, und die freien Ladungsträger werden gebunden. Die Konzentration

dieser Teilchen ist nicht im ganzen Kanal konstant. Am Anfang des Kanals ist eine höhere Menge am unkontaminierten Gas vorhanden, da es ständig frisch nachgeliefert wird. Die Entladung hat Eigenschaften einer Entladung in reinem Gas. Je weiter man sich vom Gaseinlass entfernt, erhöht sich die Konzentration dieser Teilchen im Gas, was zum Verschwinden der Entladung im weiteren Teil des Kanals führt. Um diesen Einfluss zu eliminieren und die vollständige Behandlung durchzuführen, muss die Spannung erhöht werden.

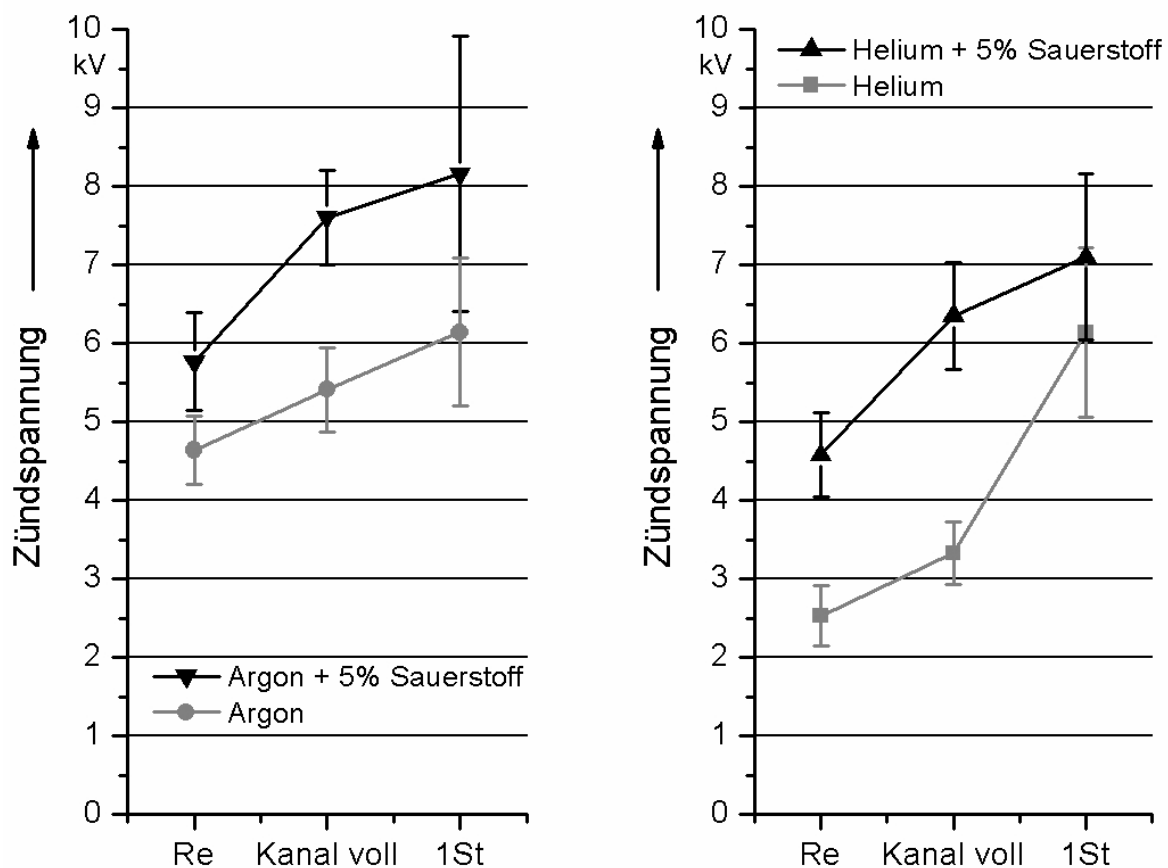


Abbildung 3.15: Die mittleren Spannungswerte in der Teststruktur II für die Erst- (1st), Wiederzündung (Re) und bei der vollständigen Befüllung des Kanals; Versuchsreaktor mit koplanarer 7-Elektrodenanordnung, Gasüberdruck 110 mbar

Ein typischer zeitlicher Verlauf der Entladung (Strom-Spannungs-Linie) für das reine Helium bei der Wiederzündung ist in der Abbildung 3.16 dargestellt. Im Gegensatz

zur Entladung in der Teststruktur I (siehe Abbildung 3.9) ist es nicht möglich, nur einen einzelnen Impuls zu erreichen. Bei Überschreitung des Spannungswertes der Wiedertzündung entstehen bedingt durch die komplizierte Geometrie des Reaktors gleich mehrere Stromimpulse pro Spannungshalbwelle. Der Reaktor besteht aus mehreren Elektrodenpaaren zwischen denen die Entladungsstrecken im Kanal unabhängig voneinander zünden können. Die Charakteristik der Impulse unterscheidet sich bedeutend von denen in Teststruktur I. Die gemessenen Impulse erreichen Verweildauern zwischen 0,11 und 0,31  $\mu\text{s}$ , was deutlich weniger als für die Entladung in Helium in der Teststruktur I (siehe Kapitel 3.1.6) ist. Dabei liegen die Anstiegszeiten zwischen 0,01 – 0,025  $\mu\text{s}$ . Die Stromamplituden, gemessen über den Wert des kapazitiven Verschiebungsstromes, erreichen Werte zwischen 3 und 10 mA und sind größer als die für die Teststruktur I.

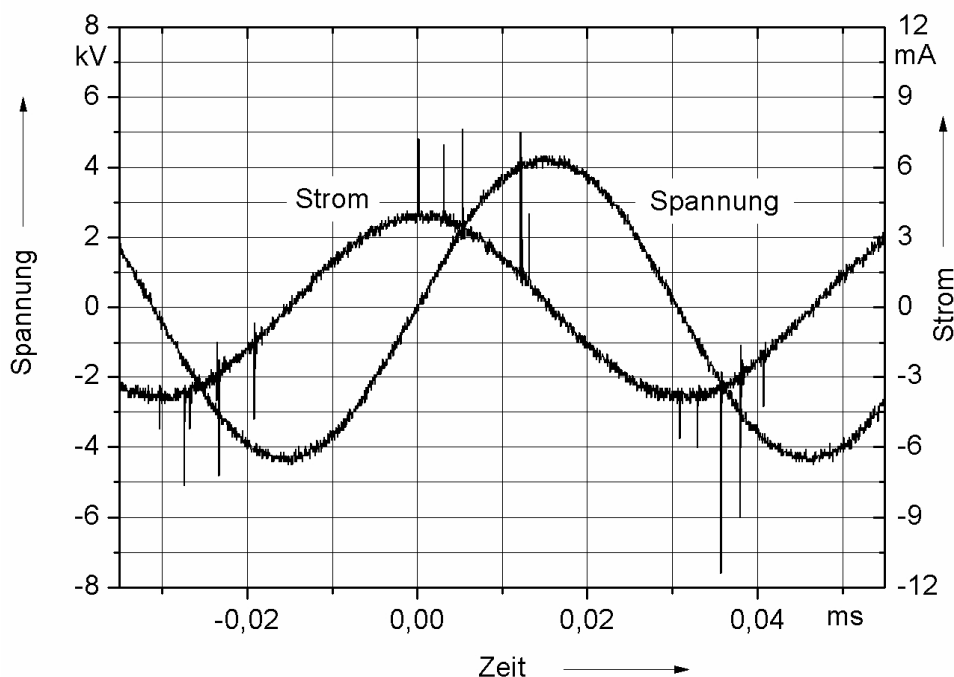


Abbildung 3.16: Zeitlicher Verlauf der Entladung in Teststruktur II, reines Helium, Wiedertzündung (Re) bei einer Spannung zwischen den Elektroden von 4,2 kV

Bei der Erhöhung der Spannung über den Wert der Wiedertzündung bis zu dem Spannungsniveau, bei dem der gesamte Kanal befüllt ist, verändert sich die Charakteristik (Impulsdauer und Anstiegszeit) der Entladung nicht. Es treten aber deutlich mehr Stromimpulse pro Spannungsperiode auf. Diese erscheinen sehr rasch nacheinander und überlappen sich. In Konsequenz ist es nicht möglich zu unterscheiden, ob ein gemessener Stromimpuls von einer oder von mehreren Entladungen stammt. Die Stromamplituden erhöhen sich in diesem Fall und liegen zwischen 5 und 20 mA.

Eine eindeutige Klassifizierung der Entladung ist sowohl für die Wiedertzündung als auch für die Erstzündung und für den vollen Kanal nicht möglich. Die Form der zeitlichen Entladungsverläufe nähert sich aber einer filamentierten Entladung. Mit der steigenden Spannung erhöht sich die Anzahl der Stromimpulse.

Bei den Untersuchungen für Helium mit beigemischtem Sauerstoff verändert sich die Charakteristik der einzelnen Impulse kaum. Auf Grund des höheren Spannungsniveaus steigt aber die Häufigkeit der Stromimpulse pro Spannungshalbwelle, was schon bei dem Spannungsniveau der Wiedertzündung zu sehen ist.

In der Abbildung 3.17 a sind die optische Aufnahmen des Plasmas in der Teststruktur II in reinem Helium gezeigt. Bei einer zwischen den Elektroden angelegten Spannung von 6,1 kV ist der Kanal vollständig mit Plasma befüllt. Durch spezielle Formung der Elektroden in der Nähe der Befüllungskavitäten (siehe Abbildung A.3) wird das Entstehen des Plasmas in diesen deutlich begrenzt. Das Plasma breitet sich bis auf einen kleinen Bereich homogen in dem ganzen Kanal aus. Dieser Bereich befindet sich zwischen der vierten und fünften Elektrode (von der linken Seite) in der Mitte der Teststruktur. Das Plasma brennt auch dort, die Lichtintensität des Plasmas ist jedoch nicht so hoch wie in dem restlichen Teil des Kanals. Das kann nicht nur auf den größeren Abstand zwischen den Elektroden zurückgeführt werden, da sich der größte Abstand zwischen der ersten und der zweiten Elektrode befindet. Eigentlich würde man dort die kleinste Lichtintensität erwarten.

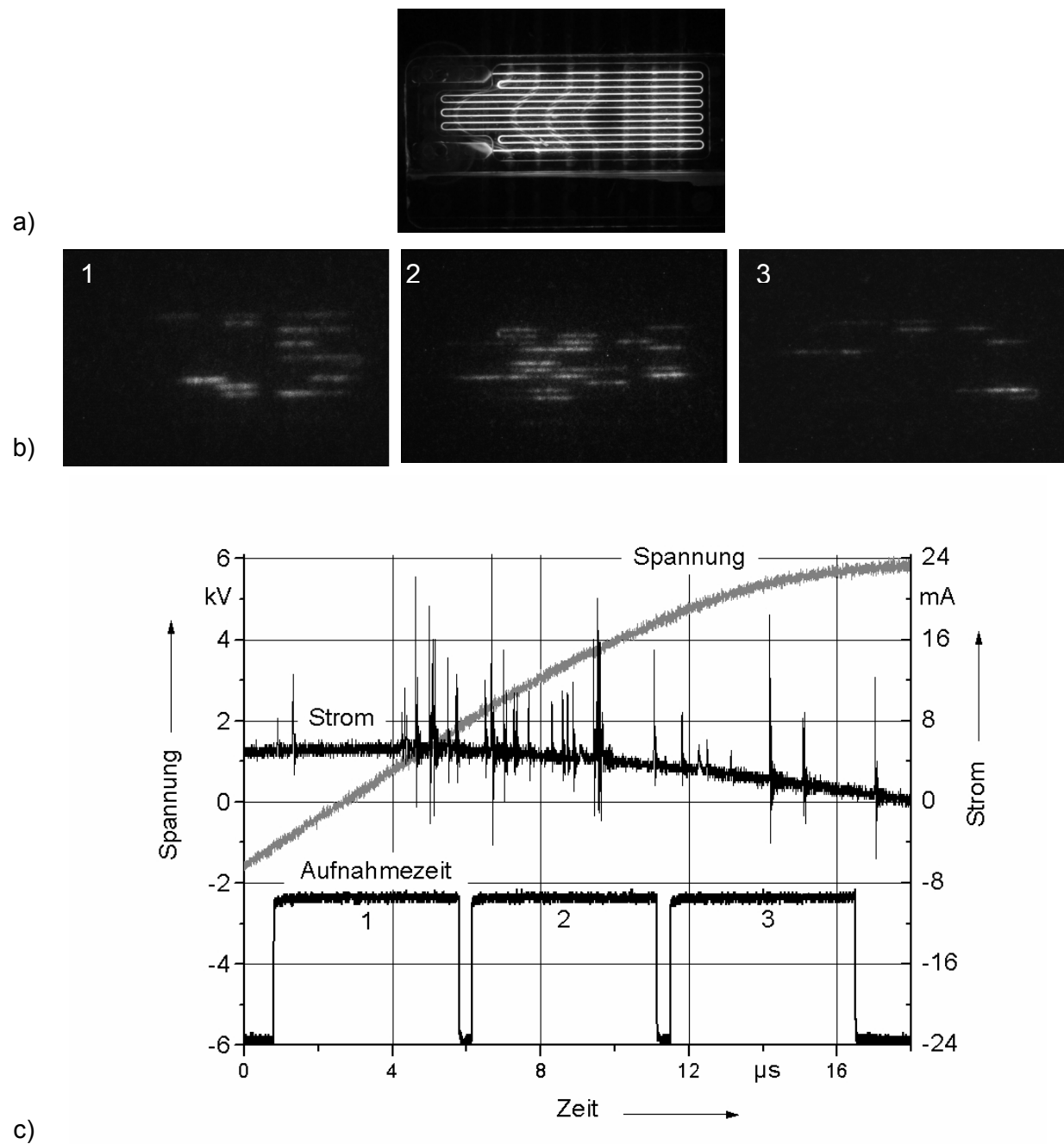


Abbildung 3.17: Entladungserscheinung in der Teststruktur II: a) Langzeitbeleuchtung, Belichtungszeit 3 s, Blende 6.3, Brennweite 50 mm  
b) Schnellbildkamera, Belichtungszeit 5  $\mu\text{s}$ , c) Zeitliche Verläufe der Entladung in Teststruktur II mit den Zeitmarken für die Aufnahme aus dem Punkt b) in reinem Helium bei vollständiger Füllung des Kanals; Spannung zwischen den Elektroden 6,1 kV



In der Abbildung 3.17 a ist ein zeitlich kumuliertes Entladungsbild dargestellt, das über mehrere Spannungsperioden (Belichtungszeit beträgt 3 s) gewonnen wurde. Obwohl das Plasma hier homogen verteilt aussieht und dauernd zu brennen scheint, finden in der Realität mehrere einzelne Entladungen statt, die mehrmals pro Spannungsperiode zünden und wieder verlöschen. Die drei Aufnahmen aus der Abbildung 3.17 b werden mit einer Schnellbildkamera für die gleiche Spannung bei der Belichtungszeit von 5  $\mu$ s aufgenommen. Sie zeigen die Entladung in dem Kanal in drei nacheinander folgenden Zeitabschnitten. Diese Zeitpunkte sind in dem Diagramm der Abbildung 3.17 c als Zeitmarken 1 bis 3 bezeichnet. In dem gleichen Diagramm sind auch die zeitlichen Verläufe des Stromes und der Spannung zu sehen.

Es ist deutlich zu erkennen, dass das Plasma nur in einzelnen Abschnitten des Kanals gleichzeitig brennt. Meistens breitet sich die einzelne Entladung über einen Abschnitt zwischen zwei bis drei Elektroden aus. Jeder einzelne Stromimpuls aus dem Diagramm entspricht einem leuchtenden Abschnitt des Kanals. Bei der Spannung, bei der der Kanal vollständig mit Plasma befüllt ist, ist die Häufigkeit der Entladungspulse pro Spannungsperiode so hoch, dass sich die einzelnen Impulse überlappen und eine eindeutige Aufzählung teilweise unmöglich ist.

### **3.2.4 Einfluss des Gasdruckes**

Im folgenden Kapitel werden die Untersuchungen des Einflusses des Gasdruckes am Eingang der Teststruktur II auf das Entladungsverhalten dargestellt. Als Ausgangspunkt wird der Überdruck von 110 mbar angenommen, bei dem alle anderen Untersuchungen im Reaktor mit 7 Elektroden durchgeführt sind. Der Gasdurchfluss lässt sich über die vorhandene Gasversorgung nur in einem gewissen Bereich genau regeln (Kapitel 2.2). Der Durchmesser der Kanäle in Teststruktur II bedingt, dass ein Bypass eingebaut werden musste, um die überflüssigen Gasmengen abzuführen und den Überdruck von 110 mbar zu behalten. Bei dem eingestellten Gasdruck wird das Plasma in der Teststruktur II gezündet. Danach wird der Gasdruck durch die Öffnung des Bypassventils bei der Kontrolle über ein

Differentialmanometer gleichmäßig abgesenkt. Dabei wird das Verhalten des Plasmas optisch festgehalten, und die Veränderungen werden aufgenommen.

Das für diese Versuche eingestellte Spannungsniveau ist von der Gasart abhängig. Als Ausgangswert wird die Spannung bei dem Druck von 110 mbar genommen, bei dem der gesamte Kanal vollständig mit dem Plasma gefüllt ist

Bemerkung: In diesen Untersuchungen werden auf eine Höhe von 1,5 mm abgefräste Teststrukturen eingesetzt. Diese werden gerade von der Seite fotografiert, was sich auf die Qualität der Bilder auswirkt. Die seitlichen Grenzen des Kanals sind nicht eindeutig erkennbar, und die Kanäle wirken breiter als sie in der Realität sind. Dies wird durch eine nach dem Abfräsen verbleibende unebene Fläche der Teststruktureoberfläche verursacht.

### • **Entladungsverhalten in Helium**

In reinem Helium bei dem Anfangsdruck von 110 mbar liegt der mittlere Wert der Spannung, bei dem der ganze Kanal mit dem Plasma gefüllt ist, bei 3,33 kV. Dieser Wert ist als der Spannungsabfall zwischen zwei Elektroden im Kanal direkt auf der Kanaloberfläche ermittelt zu verstehen (Kapitel 3.2.2). Es wurde festgestellt, dass in dem Bereich des Gasdruckes zwischen 110 bis ca. 60 mbar keine wesentlichen optischen Veränderungen der Entladung stattfinden (siehe Abbildung 3.18 a). Die Entladung verteilt sich gleichmäßig in dem Kanal und befüllt dessen ganze Länge.

Bei der weiteren Absenkung des Druckes, zwischen 50 und 15 mbar, verändert sich das Entladungsverhalten deutlich. Das Plasma breitet sich nicht mehr vollständig im ganzen Kanal aus (siehe Abbildung 3.18 b). Das gesamte Entladungsmuster flackert stark, was mit dem bloßen Auge zu erkennen ist. Die Leuchterscheinung ist dabei nicht mehr so lichtintensiv wie beim Anfangsdruck.

Mit der Drucksenkung von 10 auf 3,5 mbar werden einige Bereiche des Kanals nicht mehr mit Plasma befüllt, (Abbildung 3.18 c). Die Entladung bleibt dabei nicht mehr stabil – sie flackert noch stärker und teilweise verschwindet sie kurzzeitig vollständig. Bei einem Druck von 0,3 mbar, was einer vollständigen Öffnung des Bypasses entspricht, verschwindet die Entladung in den meisten Kanälen. Das Plasma bleibt nur im Einlassbereich der Teststruktur und im Kanal nah des Kanal-Einlassbereiches

gut sichtbar. In den weiteren 4 Kanälen sind nur restliche Spuren der Entladung erkennbar (siehe Abbildung 3.18 d).

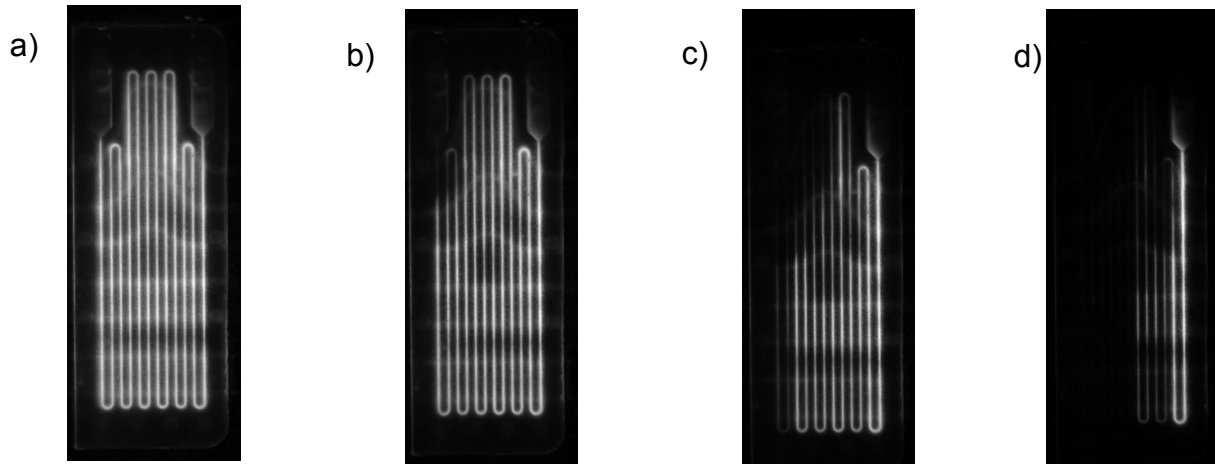


Abbildung 3.18: Einfluss des Gasdruckes auf die Entladungen in Helium, Spannung 3,3 kV; Langzeitaufnahmen, Blende 10, Belichtungszeit 10 s; a) Gasdruck zwischen 110 und 60 mbar b) Gasdruck zwischen 50 bis 15 mbar c) Gasdruck zwischen 10 und 3,5 mbar d) Gasdruck von 0,3 mbar: Bypass vollständig geöffnet

- **Entladungsverhalten in Helium mit 5 % Sauerstoffbeimischung**

Die Versuche werden für die Gasmischung von Helium mit einem Durchfluss von 950 sccm und einem Sauerstoffanteil von 5 % mit dem Durchfluss von 50 sccm und variablem Vordruck durchgeführt. In der Abbildung 3.19 a) ist die Entladungserscheinung bei der Spannung von 6,35 kV, bei dem der ganze Kanal mit Plasma befüllt ist und dem Vordruck von 110 mbar abgebildet. Die Entladung ist stabil und gleichmäßig über den Kanal verteilt. Das gleiche Verhalten erzeugt man bei der Drucksenkung von 110 auf ca. 70 mbar. Ab diesem Wert fängt die Entladung an zu flackern, was die Intensität des gesamten Plasmas verringert.

Bei einer weiteren Absenkung des Druckes von 60 bis 25 mbar werden die Bereiche zwischen den Befüllungskavitäten / Gasanschlüssen nicht vollständig mit Plasma gefüllt (Abbildung 3.19 b). Das gesamte Erscheinungsbild ist nicht stabil, flackert sehr

stark und weist eine niedrigere Lichtintensität des Plasmas auf als bei der vorherigen Aufnahme.

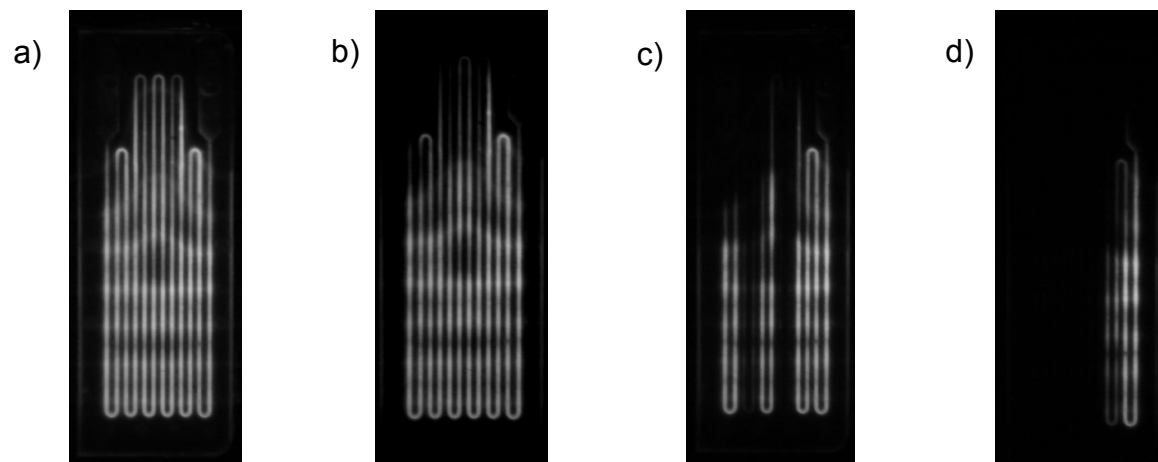


Abbildung 3.19: Einfluss des Gasdruckes auf die Entladungen in Helium mit 5% Sauerstoffbeimischung; Spannung 6,35 kV; Langzeitaufnahmen, Blende 9, Belichtungszeit 5 s; a) Gasdruck zwischen 110 und 70 mbar b) Gasdruck zwischen 60 bis 25 mbar c) Gasdruck zwischen 20 und 3,5 mbar d) Gasdruck von 0,3 mbar: Bypass vollständig geöffnet

Mit der weiteren Drucksenkung bis auf 3,5 mbar findet die Entladung nur in einigen Teilen des Kanals statt (Abbildung 3.19 c). Insgesamt ergibt sich ein ungleichmäßiges, instabiles Erscheinungsbild. Es kommt öfter vor, dass es über längere Zeit an einigen Stellen zu keinen Plasma-Aktivitäten kommt. Bei dem Druck von 0,3 mbar (vollständige Öffnung des Bypasses) verschwindet der größte Teil der Entladung. Nur die ersten zwei Kanalabschnitte leuchten ständig, die Teile der weiteren zwei Kanalabschnitte blinken nur selten (Abbildung 3.19 d).

Die Entladung im Helium mit 5 % Sauerstoffbeimischung setzt bei höheren Spannungen im Vergleich mit dem reinen Helium ein. Allerdings kommt es schon bei kleineren Druckminderungen zu einem schnellen Verlöschen der Entladung im Bereich des Gasauslasses. Dazu tragen die Sauerstoffatome und die aus der Abdeckungsfolie ins Gasvolumen eindiffundierten Teilchen bei.

- **Entladungsverhalten in Argon und deren Gasmischung mit 5 %**

#### **Sauerstoffanteilen**

Bei den Entladungen in reinem Argon werden die Versuche bei einer Spannung von 5,41 kV durchgeführt. Dabei stellen sich die ersten Veränderungen im Erscheinungsbild bei einem Druck von ca. 55 mbar ein. Die Entladung brennt nicht stabil und ist ungleichmäßig in dem Kanal verteilt. Der obere Bereich bei den Gasanschlüssen wird dunkler und verschwindet fast aus dem Erscheinungsbild. Mit der weiteren Druckabsenkung auf 11,3 mbar leuchtet nur ein Teil der Kanäle weiter. Mit dem Druck von 0,4 mbar verlischt die Entladung fast völlig. Es leuchten nur einzelne Stellen instabil.

Bei Argon mit 5 % Sauerstoffanteil verläuft das Entladungsverhalten bei den Druckveränderungen fast gleich wie bei reinem Argon. Hierbei ist der Einfluss des Sauerstoffs nicht so stark wie beim Helium ausgeprägt. Die Versuche werden bei einer Spannung von 7,6 kV durchgeführt.

Aus diesen experimentellen Versuchen zeigt sich ein deutlicher Einfluss des Gasdruckes auf das Entladungsverhalten im Kanal. Die Ursache dafür ist die Kontamination des Gases. Diese Problematik wurde im Kapitel 3.2.3 bereits beschrieben. In diesem Fall der Drucksenkung verlängern sich die Durchflusszeiten des Gases durch den Kanal. In diesen verlängerten Zeitraum entstehen mehr Kontaminierungs-Teilchen bezogen auf das Gasvolumen, was ein Quenching der Entladung in dem weiteren Teil des Kanals zur Folge hat. Dies liegt daran, dass die Konzentration der Kontaminierungs-Teilchen sich mit dem wachsenden Abstand zum Gaseinlass erhöht.

#### **3.2.5 Berechnung der Einsetzspannung (Zündspannung) im Kanal**

In diesem Kapitelabschnitt werden die Einsetzbedingungen der Entladung im Kanal theoretisch berechnet und mit den experimentellen Werten der Einsetzspannung verglichen.

In der koplanaren Elektrodenanordnung ergibt sich eine inhomogene Feldverteilung im Kanal, was bereits im Kapitel 3.2.2 gezeigt wurde. Daher kann für die Bestimmung der Einsetzspannung die Berechnungsmethode, die für die Teststruktur I im

Kapitel 3.1.2 beschrieben ist, nicht eingesetzt werden. Aufgrund der Abhängigkeit der elektrischen Feldstärke von der Position im Kanal muss diese auch bei der Berechnung der Einsetzbedingung berücksichtigt werden. Mit der Veränderung der elektrischen Feldstärke geht auch die Veränderung des 1. Townsend-Koeffizienten (Ionisierungszahl) einher (siehe Formel 1.12 1.13). Deswegen liefert der Vergleich der umgerechneten Messwerte der Einsetzspannung mit der Paschenkurve für den entsprechenden Abstand falsche Resultate. Um die Erfüllung des Durchschlagskriteriums zu überprüfen, wird das Streamer-Kriterium (siehe Kapitel 1.1.3) eingesetzt.

Basierend auf den Daten aus der Feldberechnung wird der Spannungsabfall zwischen zwei benachbarten Elektroden direkt auf der Kanaloberfläche bestimmt. An dieser Stelle ist der höchste Ionisationsgrad zu erwarten und dadurch auch die Initialisierung der Entladung. Der Spannungsabfall beträgt dort 0,64 % der an den Elektroden angelegten Spannung. Über den gleichen Pfad werden die Werte der elektrischen Feldstärke, sowohl der Betrag als auch die tangentielle Komponente, für einzelne Punkte bestimmt. Für diese Punkte wird der 1. Townsend-Koeffizient nach der Formel 1.13 für die Edelgase berechnet. Dabei kommen die Gaskonstanten  $K_1$ ,  $K_2$  und  $K_3$  aus Tabelle 3.3 zum Einsatz.

Die Berechnung der Elektronenanzahl die zwischen zwei benachbarten Elektroden entstehen, erfolgt bei der Anwendung der Formel 1.18, die das Streamer-Kriterium in einem inhomogenen elektrischen Feld beschreibt.

Auf Grund der fehlenden Startelektronen in dem Fall der neuen, nicht belasteten Teststrukturen kommt es zur Zündverzögerung, was sich bei der kontinuierlich steigenden Spannung in der gemessenen Zündspannung widerspiegelt. Daher ist es logisch, für die Auswertung der Zündbedingung nach dem Streamer-Kriterium die Spannungswerte der Wiederzündung ( $Re$ ) zu benutzen. Bei diesen findet die Zündung in der Anwesenheit von den sich im Gasvolumen befindenden Ladungsträgern statt (siehe Modell der Bewegung von Teilchen in dem Reaktor aus Kapitel 3.2.2).

Tabelle 3.3: Experimentell ermittelte Gaskonstanten  $K_1$ ,  $K_2$  und  $K_3$  aus [Dunz1987]

Gas	$K_1$	$K_2$	$K_3$	Geltungsbereich $E(x)/p$
	1/(mm bar)	kV/(mm bar)	kV/(mm bar)	kV/(mm bar)
He	223	0,6	12	0,6 – 22,5
Ar	1045	1,838	34,12	1,83 - 120

Die tangentielle Komponente der elektrischen Feldstärke ist zwar für die Ionisationsrichtung verantwortlich, die Ionisation findet aber in alle Richtungen, wo eine ausreichende Feldstärke vorhanden ist, statt. Das heißt, dass nicht nur die Elektronen, die durch Wirkung der X-Komponente der elektrischen Feldstärke entstehen, einen Einfluss auf das Zünden des Plasmas haben. Die Gesamtzahl der Elektronen, die durch das Wirken der summarischen Feldstärke entstanden ist, bewegt sich in die Richtung der Gegenelektrode und trägt zur weiteren Erhöhung der Elektronenanzahl bei.

Deswegen wird als Zündbedingung die summarische Komponente der elektrischen Feldstärke auf der Kanaloberfläche genommen. Die Ergebnisse für die summarische Komponente aus der Tabelle 3.4 erfüllen die Zündbedingung des Streamer-Mechanismus für beide Gase. Allerdings ist die Anzahl der bei der Spannung erzeugten Elektronen auf der Kanaloberfläche für Helium höher als sie für das Streamer-Kriterium nötig wäre: Anzahl der Elektronen  $N_{krit} = 10^6 - 10^8$ . Für Argon liegt sie hingegen in diesem Bereich.

Aus dieser Auswertung kann man Rückschlüsse auf die Spannung ziehen, bei der die Zündung nach dem Streamer-Kriterium in Helium stattfinden sollte. Ausgehend von  $N_{krit} = 10^6 - 10^8$  beträgt diese zwischen 2180 und 2480 V.

Tabelle 3.4: Auswertung der Einsetzspannung im Kanal bezüglich des Streamer-Kriteriums für die tangentielle und summarische Komponente (Betrag) der elektrischen Feldstärke. Die angegebenen Werte der Zündspannung stehen für den mittleren Wert der Wiederzündung und werden auf die Kanaloberfläche umgerechnet.

Gas	Wiederzündung (Re)  kV	Anzahl der zwischen 2 Elektroden entstehenden Elektronen	
		tangential	summarisch
He	2,53	13	$3,03 \cdot 10^9$
Ar	4,64	1	$4,53 \cdot 10^6$

### 3.2.6 Abscheiden von Schichten in der Teststruktur II

Um die Anwendbarkeit der 7-Elektroden-Anordnung zur Hydrophilisierung der Teststruktur II zu untersuchen, wird ein Beschichtungsversuch beim Fraunhofer IST durchgeführt. Ziel ist hierbei die Untersuchung der Schichtverteilung im Kanal mit besonderer Berücksichtigung zweier Aspekte:

- Homogenität der Schicht entlang des ganzen Kanals
- Verteilung der Schicht zwischen zwei benachbarten Elektroden

Der Versuch hat nur eine orientierende Bedeutung und sollte zeigen, ob eine Schicht entstehen kann.

Für die Beschichtung wird Helium als Trägergas mit 1 % Beimischung von Acetylen benutzt, da sich die Beschichtung, die aus dieser Mischung entsteht, einfach nachweisen lässt. Der Versuch wird bei einem Überdruck von 110 mbar an dem Gaseingang durchgeführt. Die Frequenz der angelegten Spannung beträgt 18 kHz.

In einem Kanal, in dem das Plasma im Dauerbetrieb brennt, nimmt die Präkursorkonzentration mit der Länge des Kanals ab. Ein großer Teil vom Präkursor wird am Anfang des Kanals abgeschieden, da dort ständig Nachschub aus der Gaszufuhr kommt; zum Ende des Kanals erreicht man sehr kleine Schichtdicken. Um eine ungleichmäßige Verteilung des Präkursors zu vermeiden, muss der Reaktor in einem Puls-Pause-Betrieb betrieben werden. Die Puls-Pause-Zeiten sind vom Druck



des Gases und der Länge des Kanals abhängig. Die experimentell gemessenen Durchflusszeiten des Gases für die Teststruktur II sind in der Abbildung 3.20 dargestellt. Die Durchflusszeit bei dem Überdruck von 110 mbar beträgt ca. 420 ms. Auf Grund dieser Ergebnisse werden folgende Parameter gewählt:

- Plasma an (Puls) 0,1 s
- Plasma aus (Pause) 0,5 s

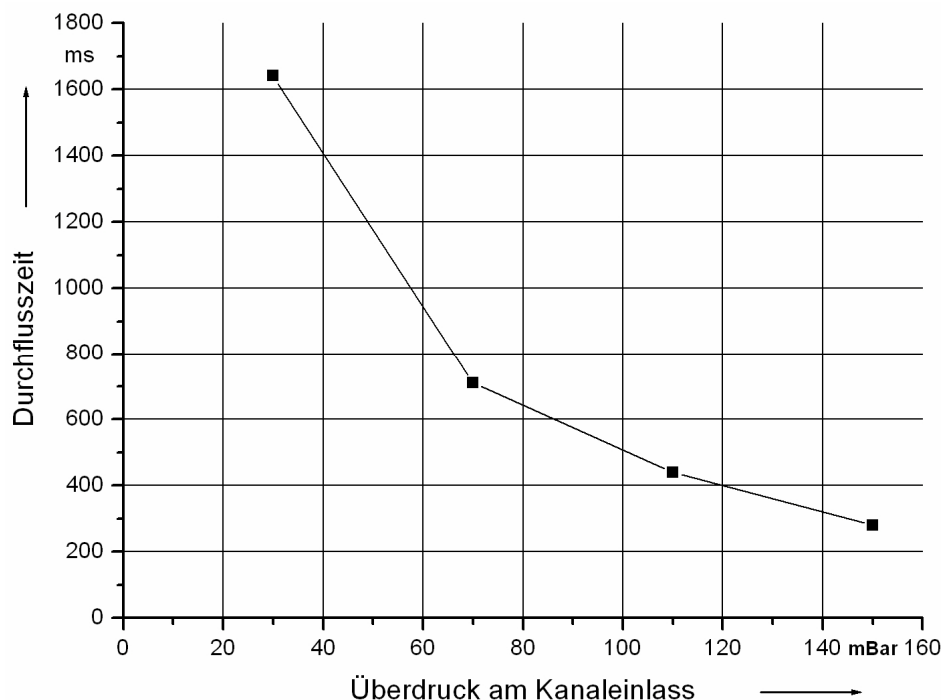
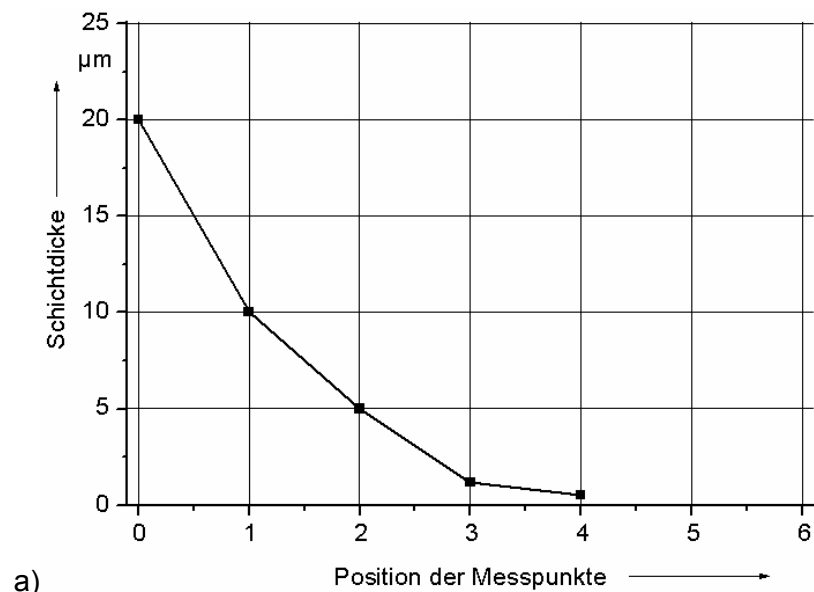


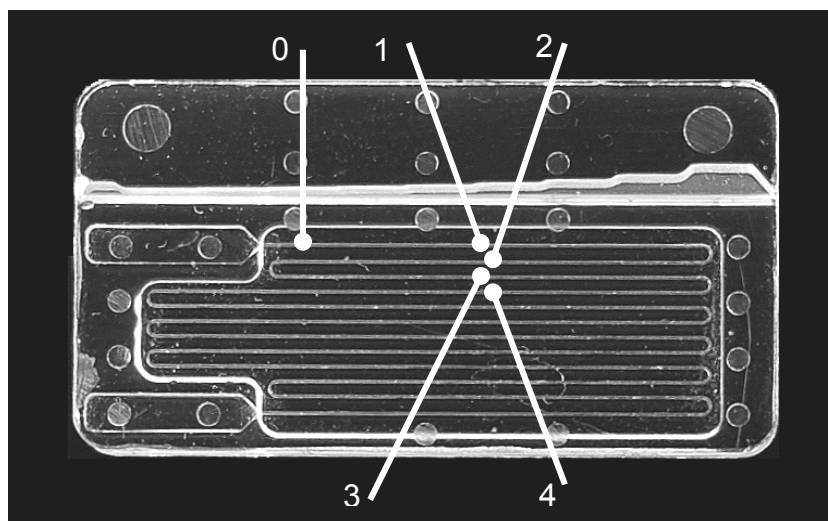
Abbildung 3.20: Gas-Durchflusszeiten in Abhängigkeit des Gasdruckes für Teststruktur II

Die Behandlungszeit beträgt 3 Minuten, was einer 30-sekündigen Behandlung bei Dauerplasma entspricht. Um die entsprechende Intensität der Behandlung zu gewährleisten, wird die Spannung nach der Erstzündung noch um ca. 10 % erhöht. Bei diesem Versuch betrug die Spannung 19 kV.

Die Abbildung 3.21 a stellt die Schichtdickenverteilung in dem Kanal nach der Behandlung dar. Die Schichtdicke wird auf der Abdeckfolie am Fraunhofer IST bestimmt. Die Messpunkte zeigen die mittlere Schichtdicke an den in der Abbildung 3.21 b gezeigten Stellen.



a)



b)

Abbildung 3.21: a) Schichtdicken in der Teststruktur II über die Kanallänge; b) Position der Messpunkte

Die Schichtdicke weist eine starke Inhomogenität auf. Man beobachtet eine schnelle Verarmung der Schicht entlang des Kanals. Weiterhin ist die Schicht, besonders in den ersten Kanälen, porös und ungleichmäßig (siehe Abbildung 3.22). An vielen Stellen ist sie durch das Entfernen der Folie von der Teststruktur abgebrochen. An diesen Stellen ist die Auswertung nicht möglich. Die genaue Auswertung der Schicht zwischen zwei benachbarten Elektroden war auf Grund der schlechten Qualität der

Schicht nicht möglich. Die Veränderung der Schichtstruktur zwischen diesen Stellen konnte nicht festgestellt werden.

Um genauere Aussagen treffen zu können, sollte in erster Line die Optimierung der Schicht durch Veränderung der Prozessparameter durchgeführt werden. Ziel ist die Erzeugung einer Schicht, die im Verlauf des Kanals nicht derart stark verarmt.

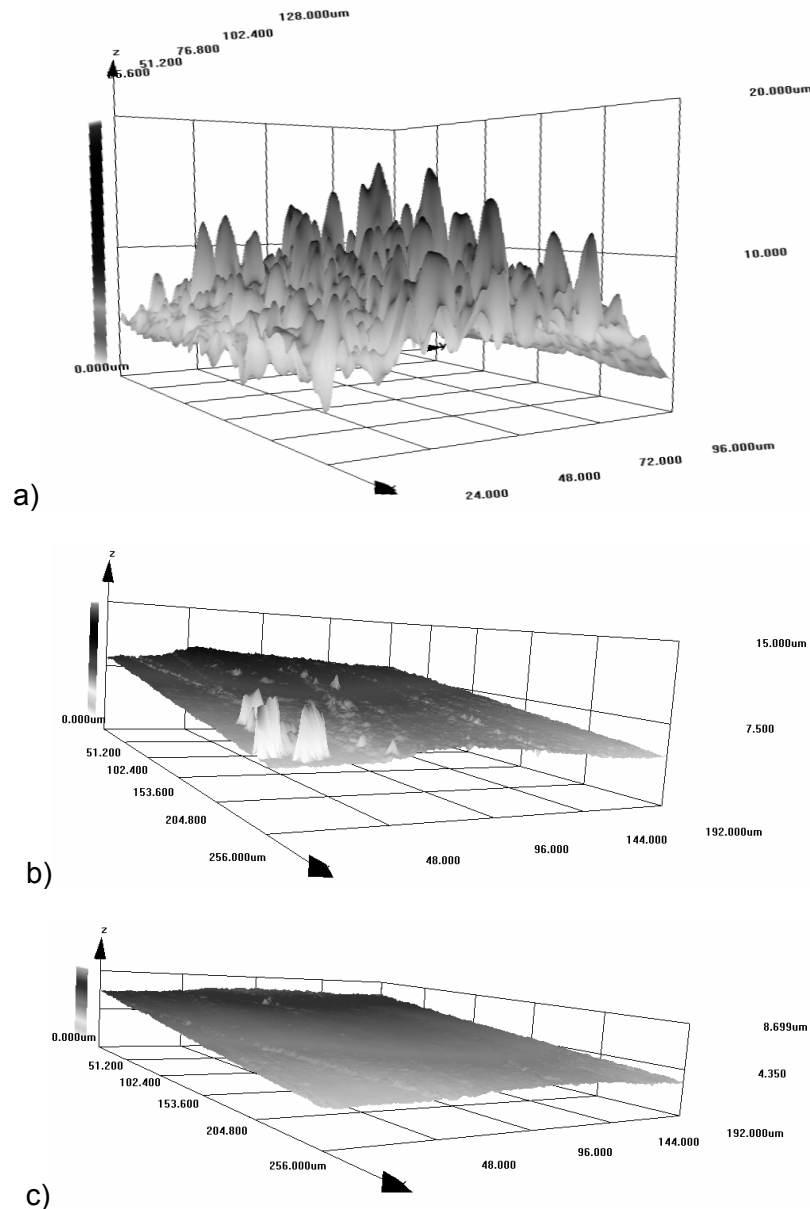


Abbildung 3.22: Schichtdickenverteilung in der Teststruktur II an den Stellen aus der Abbildung 3.21 b): a) Stelle 1 b) Stelle 2 c) Stelle 3

# **4 Lokale Behandlung**

Nachdem im Kapitel 3 die Methoden der globalen Behandlung des Kanals dargestellt wurden, werden in diesem Kapitel Untersuchungen zur lokalen Kanalbehandlung beschrieben.

Für einige Anwendungen müssen die speziellen Eigenschaften der Kanaloberfläche auf einen bestimmten, sehr kleinen Kanalabschnitt begrenzt werden. Dieses findet Anwendung zum Beispiel bei der Realisierung eines hydrophoben Stopps in einem hydrophilen Kanal. Auf Grund der hydrophoben Eigenschaften der abgeschiedenen Schicht wird die durch den Kanal durch Kapillarkräfte geförderte Flüssigkeit an der Stelle angehalten. Die weitere Bewegung ist nur möglich, wenn ein gewisser Druck in der Flüssigkeit aufgebaut wird, der diese stoppenden Kräfte überwinden kann. Die Längsausdehnung der abgeschiedenen Schicht soll auf ein möglichst kleines Gebiet begrenzt werden.

Diese hydrophoben Eigenschaften können mittels der Plasmabehandlung, die auf eine kleine Stelle begrenzt ist, realisiert werden. Dies ist mit einer örtlichen Einschränkung der Entladung verbunden. Die Lokalisierung der Entladung kann durch entsprechende Steuerung der elektrischen Feldstärke im Kanal erreicht werden, da die Plasmaentstehung und Ausbreitung mit der elektrischen Feldstärke direkt zusammenhängt.

In Folgenden werden die Konstruktion und Optimierung des Reaktors, mit dem die hydrophobe Schicht abgeschieden ist, präsentiert. Anschließend kommen in den nächsten Kapiteln die Versuche und ihre Auswertung. Anhand der Auswertung wird gezeigt, ob mit der lokalen Plasmaerscheinung auch ein lokaler Umsatz des Präkursors und dadurch auch eine lokale Schichtabscheidung verbunden ist.

## **4.1 Realisierung der hydrophoben Stopps und Optimierung des Reaktors**

Eine praktische Umsetzung eines hydrophoben Stopps verläuft zweistufig. Zuerst muss die ganze Oberfläche des Kanals mit dem Plasma, das einen hydrophilen Präkursor beinhaltet, behandelt werden, um den Transport der Flüssigkeit durch Kapillarkräfte im in der Regel hydrophoben Kanal zu erleichtern. Dafür kommt z.B. Siliziumdioxid zum Einsatz, das in einer homogenen Elektrodenanordnung abgeschieden wird. Danach wird die hydrophile Oberfläche des Kanals, mit dem Plasma, das Hexamethyldisiloxane (HMDSO) beinhaltet, lokal behandelt. Die Oberfläche mit abgeschiedenen HMDSO weist eine höhere Oberflächenspannung auf, daher bildet sich auf der Stelle der Abscheidung ein hydrophober Stopp. Die lokale Behandlung wird mit Hilfe von speziellen Elektroden, die die Entladung auf das festgelegte kleine Gebiet beschränken, realisiert.

Der Grundgedanke der lokalen Behandlung basiert darauf, dass die Ionisationsprozesse und dadurch auch die Entstehung der Entladung und Behandlung der Oberfläche an der Stelle stattfinden können, wo eine genügend hohe Feldstärke herrscht. Wird die Stelle durch eine entsprechende Steuerung der elektrischen Feldstärke im Kanal und die Ausführung der Elektroden begrenzt, so wird auch die Ausbreitung der Entladung begrenzt, was in Abbildung 4.1 schematisch dargestellt ist.

In Versuchen mit Reaktoren, die aus zwei einfachen, zueinander parallelen und senkrecht zum Kanal verlaufenden Elektroden bestehen, breitete sich die Entladung über mehrere Millimeter aus. In diesem Fall konnte die Beschränkung der elektrischen Feldstärke mittels Reduktion des Durchmessers der Elektroden realisiert werden. Dabei erreicht man zwar die Begrenzung des Bereiches der hohen Feldstärke im Kanal, was vorteilhaft bezüglich der Entladungsbegrenzung ist, bewirkt aber eine deutliche Erhöhung der elektrischen Feldstärke in der unmittelbaren Nähe der Elektrodenoberfläche und in dem Silikonverguss. Dieses führt zum elektrischen Versagen der Isolierung. Bei dem kleinen Durchmesser der Elektroden verkleinert sich auch der Wert der elektrischen Feldstärke im Kanal, was die Zündspannung und

dadurch auch die erforderliche Betriebsspannung erhöht. Um dieses zu vermeiden, muss der Durchmesser der Elektroden entsprechend angepasst werden.

Basierend auf den Feldberechnungen und den Daten aus den experimentellen Untersuchungen mit einfach aufgebauten Reaktoren ist ein Reaktor mit 6 Elektroden entstanden. Die Position, der Abstand, der Durchmesser und die Form der Elektroden wurden optimiert. Durch entsprechenden Aufbau, Lage und elektrische Verschaltung der Elektroden ist es gelungen, die Ausbreitung der elektrischen Feldstärke im Kanal zu begrenzen und auf einen gewünschten Ort zu konzentrieren.

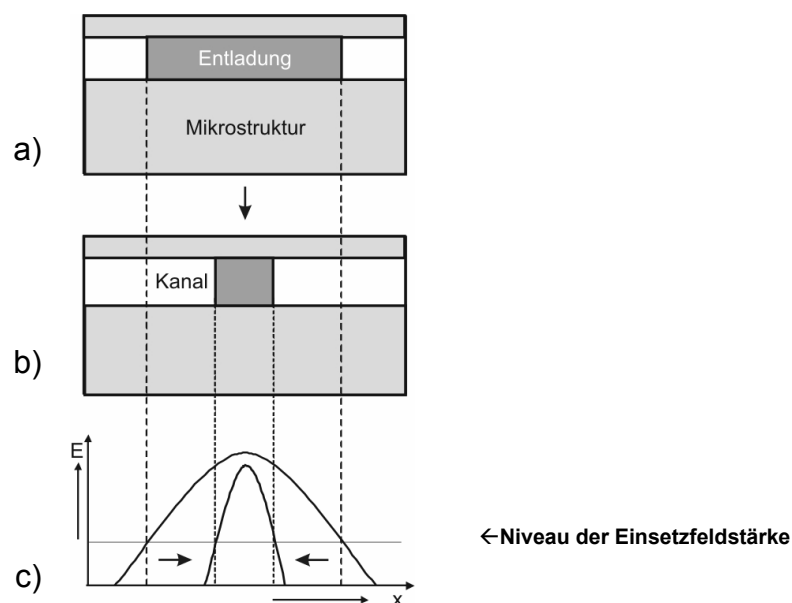


Abbildung 4.1: Prinzip der lokalen Behandlung in der Teststruktur mit U-Kanäle  
a) Entladungsausbreitung vor der Optimierung, b) Entladungsausbreitung nach der Optimierung c) Verlauf der elektrischen Feldstärke entlang des Kanals

Die besten Ergebnisse werden mit der Elektrodenanordnung, die in Abbildung 4.3 schematisch dargestellt ist, erreicht. Der optimierte Elektrodendurchmesser beträgt 0,4 mm. Eine der mittleren Elektroden wird auf die Masse und die zweite auf die volle Spannung angeschlossen. Die vier äußeren sind mit dem halben Potential der Spannung verbunden. Dank dieser Verschaltung ergibt sich zwischen den beiden mittleren Elektroden eine hohe Feldstärke. An dieser Stelle zündet auch die Entladung. Durch die beiden äußeren Elektroden-Paare, die an dem halben Potential

liegen, erzeugt man eine schnellere Senkung der elektrischen Feldstärke entlang des Kanals in die Richtung der äußeren Elektroden im Vergleich zu einem Reaktor mit zwei Elektroden.

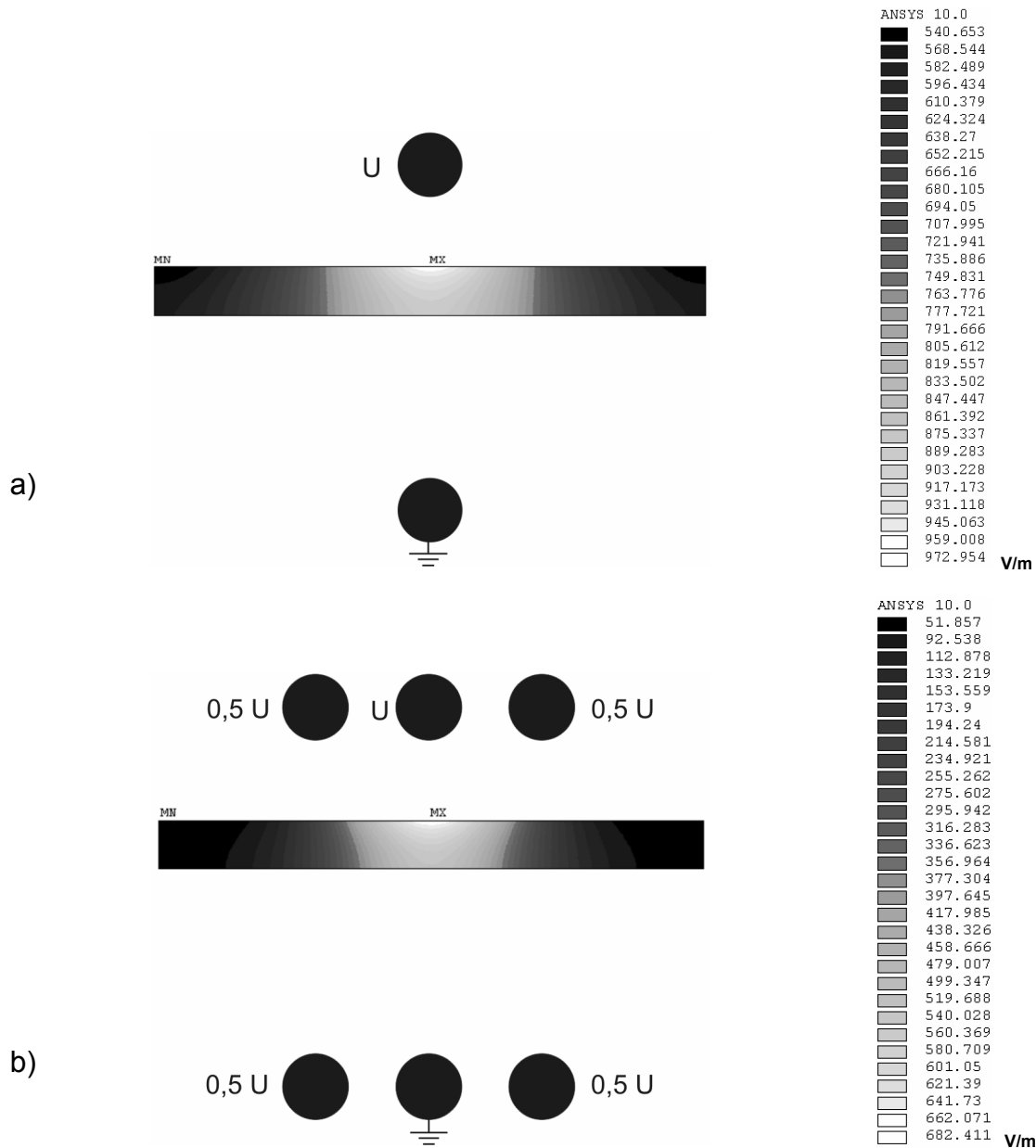


Abbildung 4.2: Verteilung des Betrages der elektrischen Feldstärke und die elektrische Verschaltung der Elektroden in Versuchsreaktoren zur lokalen Behandlung der Teststruktur mit U-Kanälen  
a) Reaktor mit 2 Elektroden, b) Reaktor mit 6 Elektroden;  
2D Feldberechnung Ansys 10.0, angelegte Spannung normiert auf 1 V, Schnitt entlang des Kanals senkrecht zu Elektroden

Diese ist in den Feldberechnungen in Abbildung 4.2 dargestellt. Das Gebiet in dem sich die Feldüberhöhung im Kanal befindet, ist deutlich schmaler für den Reaktor mit 6 Elektroden. Aufgrund dessen, dass beide äußere Elektroden jedes Paares auf dem gleichen Potential liegen, hat man in dem Bereich des Kanals unter diesen Elektroden nahezu feldfreien Raum. Die sehr kleinen Werte der elektrischen Feldstärke sollen die Ionisationsprozesse in diesem Gebiet verhindern. Dadurch soll auch die Ausbreitung der Entladung begrenzt werden.

### 4.2 Aufbau des Reaktors mit sechs Elektroden

Die Untersuchungen zur lokalen Behandlung der Teststruktur mit U-Kanälen werden in dem in der Abbildung 4.3 dargestellten Reaktor durchgeführt. Die technischen Details des Reaktors sind aus der Abbildung A.4 zu entnehmen.

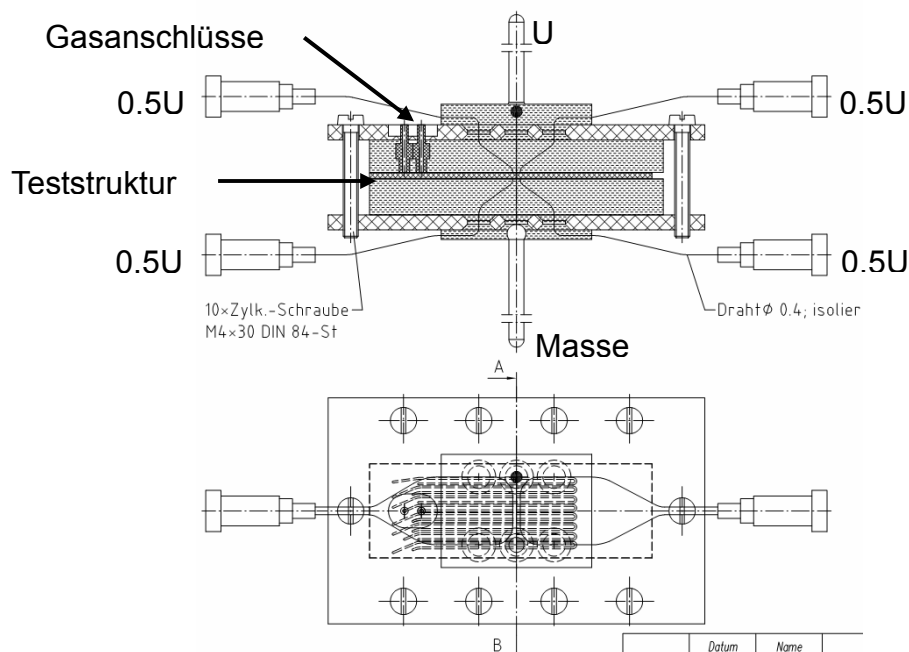


Abbildung 4.3: Versuchsreaktor für lokale Behandlung der Teststruktur mit U-Kanäle

Das Gehäuse des Reaktors besteht aus zwei Polymethylmethacrylat-Platten (PMMA, Plexiglas) die miteinander verschraubt werden. Dazwischen befinden sich zwei



Silikonaufgüsse aus Silikonkautschuk der Firma RS (Bestelnr. 409-5715), in denen die Elektroden vergossen sind. Die Elektroden, jeweils drei für eine Seite, werden aus isoliertem Kupferdraht mit einem Durchmesser von 0,4 mm gefertigt. Der Abstand zwischen den Elektroden beträgt 1 mm. Die hohe Feldstärke, die bei den nicht angeschlossenen Enden der Elektroden auftritt, wird durch die kugelförmigen Aufsätze aus Zinn abgeschwächt, um parasitäre Entladungen zu vermeiden. Die Elektroden sind von der Teststruktur durch 0,2 - 0,3 mm starke Silikon-Folie der Firma MTI Leewood GmbH (Hersteller-Bezeichnung SST P 601 003) getrennt. Dadurch werden ein direkter Kontakt zur Teststruktur und somit auch parasitäre Entladungen oder ein Durchschlag vermieden. Die Polymerplatten werden miteinander so verschraubt, dass sich die Elektroden direkt übereinander, parallel zueinander befinden. Die Kanäle der Teststruktur liegen senkrecht zu den Elektroden. Bedingt durch die vorhandene Anzahl der Gasanschlüsse (ein Gaseinlass und ein Gasauslass) kann die Behandlung nur in einem der 8 Kanäle stattfinden, die sich in der Teststruktur befinden. Dafür muss die Teststruktur entsprechend positioniert werden, um in dem richtigen Kanal die Gasversorgung zu gewährleisten. Durch die Anpresskraft der Verschraubung, werden die Gasanschlüsse auf die Teststrukturoberfläche gedrückt und abgedichtet. Als Gasanschlüsse werden, wie auch in den vorherigen Kapiteln beschrieben, von der Firma thinXXS (Herstellerbezeichnung: micro fluidic connector PC:MFC0204) geliefert.

### **4.3 Optische Erfassung der Entladung in unterschiedlichen Gasen**

Die Versuche im Rahmen dieser Arbeit zur lokalen Behandlung der Teststruktur mit U-Kanälen wurden unter Verwendung verschiedener Trägergase durchgeführt. Zum Einsatz kamen reines Helium und reines Argon sowie Gemische dieser Gase mit Sauerstoff und Stickstoff. Der eingestellte Überdruck an dem Gaseinlass beträgt für alle Versuche 100 mbar und wird mittels eines Bypasses konstant für die Messungen aus diesem Kapitel gehalten.

Die Untersuchungen waren in zwei Gruppen aufgeteilt. In den ersten orientierenden Versuchsreihen, in denen reine Edelgase angewendet waren, wurde kein hydrophober Präkursor beigemischt. In diesem Fall wurden der Einfluss der Anordnung und die Verschaltung der Elektroden auf die längliche Ausbreitung der Entladung erprobt. Dabei wurde keine hydrophobe Schicht abgeschieden. Als Auswertungskriterium kam die optische Erscheinung der Entladung zum Einsatz.

In der zweiten Gruppe der Versuche wird eine hydrophobe Schicht abgeschieden. Betrachtet man die Funktionalität des hydrophoben Stopps, so ist die längliche Ausbreitung der hydrophoben Schicht im Kanal interessant, da diese die Länge des Stopps bestimmt. Die chemischen Eigenschaften und die Qualität der Oberfläche des restlichen Teils des Kanals sind aus dieser Sicht unbedeutend, weil sie keinen Einfluss auf die Eigenschaften des Stopps haben. Aus diesem Grund wird die Behandlung einstufig und nicht wie in Kapitel 4.1 beschrieben, zweistufig durchgeführt: es wird nur eine hydrophobe Schicht abgeschieden und auf die Vorbehandlung mit einem hydrophilem Präkursor verzichtet.

Die den Entladungsbereich begrenzenden Eigenschaften des Reaktors mit sechs Elektroden im Vergleich zu einem mit zwei Elektroden sind in Abbildung 4.4 veranschaulicht. Die Bilder zeigen optische Erscheinungen des Plasmas in reinem Helium. In den dargestellten Fällen wird der gleiche Reaktor für zwei unterschiedliche Elektrodenverschaltungen angewendet. Die Versuchsspannung beträgt 13,5 kV. In dem ersten Bild (Abbildung 4.4 a) liegt die Spannung an den mittleren Elektroden, die äußeren werden nicht angeschlossen und bleiben daher auf dem freien Potenzial. Dieses entspricht der Feldverteilung der elektrischen Feldstärke in Abbildung 4.2 a, was einem Reaktor mit zwei Elektroden entspricht.

Das Gebiet der höchsten Feldstärke im Kanal befindet sich direkt unter den Elektroden. Der Betrag der Feldstärke sinkt mit der steigenden Entfernung von den mittleren Elektroden proportional zu  $1/x^2$  und erreicht nach ca. 1,5 mm die Hälfte des Maximalwertes. Obwohl der Betrag der elektrischen Feldstärke mit der wachsenden Entfernung zu den Elektroden weiter sinkt, bleibt immer noch eine gewisse Restfeldstärke, die zur Aufrechterhaltung der Entladung beiträgt. Zusätzlich einen großen Einfluss auf die Ausbreitung der Entladung in Längsrichtung des Kanals haben die Metastabilen, die sich in dem Edelgas-Plasma befinden. Diese tragen die

Energie zu den Gebieten mit den schwächeren Feldstärken und führen dort zu den Ionisationsprozessen. Deswegen zieht sich die beobachtete längliche Ausbreitung der Entladung (Lichterscheinung) im Kanal bis ca. 15 mm hin. Dieses Phänomen wurde bereits im Kapitel 1.3.2 beschrieben.

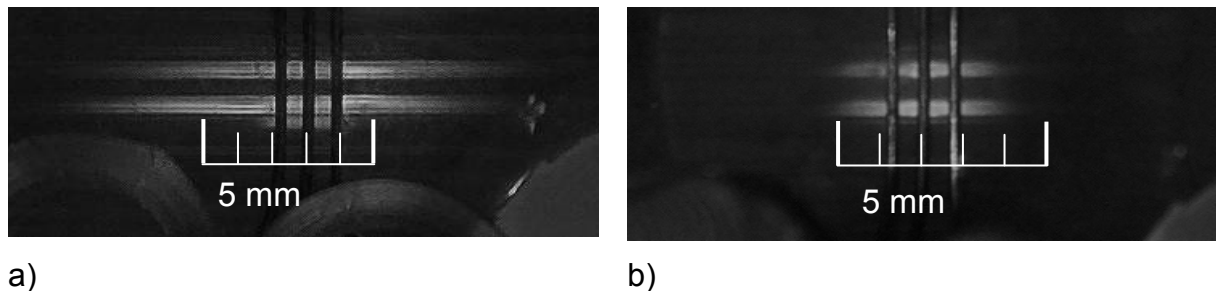


Abbildung 4.4: Den Entladungsbereich begrenzende Eigenschaften eines Reaktors mit sechs Elektroden in Helium;  
a) Spannung zwischen mittleren Elektroden, äußere auf freiem Potential  
b) volle Spannung zwischen mittleren Elektroden, Hälfte des Potentials an den äußeren Elektroden; Spannung 13,5 kV

Die Begrenzung des Entladungsbereichs wird in Abbildung 4.4 a) demonstriert. Hier werden alle sechs Elektroden entsprechend verschaltet. Die Verschaltung und Verteilung der elektrischen Feldstärke ist aus Abbildung 4.2 a) zu entnehmen. Die volle Spannung liegt zwischen den mittleren Elektroden an, und die Hälfte des Potentials wird an die äußeren angelegt. Durch eine solche Verschaltung erreicht man hohe Werte der elektrischen Feldstärke im Bereich der mittleren Elektroden und eine schnelle Absenkung in Richtung der äußeren, wo sich ein quasi feldfreier Raum befindet (siehe Kapitel 4.1). In diesem Raum finden deutlich weniger Ionisationsprozesse statt. Die Entladung breitet sich trotzdem weiter aus, auch zu dem Gebiet, das sich außerhalb der Elektroden befindet. Dennoch erreicht man bei der gleichen Spannung eine Begrenzung der Lichterscheinung der Entladung bis zu einer Länge von ca. 5 mm, was eine deutliche Verbesserung zu jener Anordnung mit zwei Elektroden bedeutet.

Die Ausbreitung in Regionen geringer Feldstärken der Kanäle zeigt praktisch gleiche Intensitätsverteilungen sowohl entgegen als auch in Richtung der Gasströmung. Betrachtet man die Diffusionsparameter der metastabilen Helium-Atome ( $D_{\text{He-He}} = 2 \cdot 10^{-4} \text{ m}^2/\text{s}$ ) [Wink2007] und berücksichtigt die Strömungsgeschwindigkeiten des Gases, die bei einigen m/s liegen, kommt man zu der Schlussfolgerung, dass der Transport der Metastabilen über mehrere Millimeter entgegen der Strömung nicht möglich ist, da die Abklinglänge der Konzentrationsverteilung entgegen der Strömung ca.  $D/v \approx 10^{-4} \text{ m}^2/\text{s} / 1 \text{ m/s} = 10^{-4} \text{ m} = 100 \text{ }\mu\text{m}$  beträgt. Hier spielen die in Kapitel 1.3.3 beschriebenen Ionisationswellen eine übergeordnete Rolle. Sie sind bei Plasmajets zu beobachten.

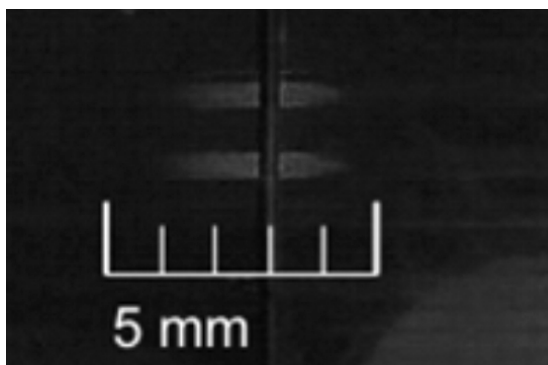
Die oben beschriebenen Versuche veranschaulichen die Möglichkeit des Einsatzes eines Reaktors mit sechs Elektroden zu Begrenzung des Entladungsgebietes in reinem Helium. In der Realisierung eines hydrophoben Stopps müssen aber die Entladung und die Abscheidung der hydrophoben Schicht zu einem Bereich von ca. 1 mm begrenzt werden. Dies ist bei dem Einsatz von reinem Helium auf Grund der Metastabilen nicht möglich. Deswegen werden in der Anordnung mit sechs Elektroden unterschiedliche Gasgemische erprobt, um die optische Ausbreitung des Plasmas möglichst zu begrenzen.

Die Beimischung des Stickstoffs oder Sauerstoffs erhöht einerseits die Zündspannung der Entladung, was ungünstig bzgl. des Isolationsverhaltens ist. Andererseits tragen sie zur Begrenzung der Entladung bei. Diese Gase vernichten die sich im Edelgas-Plasma befindenden Metastabilen und führen dazu, dass sich die Entladung hauptsächlich in den Gebieten der hohen Feldstärke ausbreiten kann.

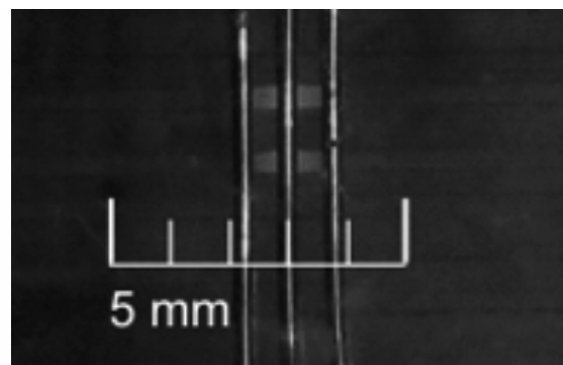
Die besten Ergebnisse werden für die Gemische von Helium mit Sauerstoff oder Stickstoff in dem Verhältnis 50:50 erreicht; jedoch kam aus Sicherheitsgründen (Anwesenheit von HMDSO in Sauerstoff, Explosionsgefahr) bei der Beschichtung ein Gemisch von Helium und Stickstoff zur Anwendung. Die optimierte Gaszusammensetzung besteht aus folgenden Komponenten:

- Helium 5000 sccm
- Stickstoff 5000 sccm
- HMDSO aus dem Bubbler 100 sccm.

Für die obengenannten Gaszusammensetzung werden die Beschichtungsversuche in zwei unterschiedlichen Elektrodenanordnungen durchgeführt: mit zwei und sechs Elektroden (siehe Abbildung 4.5). Anhand dieser Versuche soll geklärt werden ob die Schichtabscheidung mit der Lichterscheinung der Entladung übereinstimmt und ob die Begrenzung der Entladung in dem Reaktor mit sechs Elektroden auch die Begrenzung der abgeschiedenen Schicht zur Folge hat. Die abgeschiedene Schicht wird im Fraunhofer IST gemessen und mittels IR-Spektroskopie ausgewertet (siehe Kapitel 4.4).



a)



b)

Abbildung 4.5: Vergleich der Entladungserscheinung in den Reaktoren mit zwei und sechs Elektroden; Gaszusammensetzung: Helium 50 % Stickstoff 50 %  
 a) Reaktor mit 2 Elektroden, Spannung 18 kV  
 b) Reaktor mit 6 Elektroden, volle Spannung von 18,5 kV zwischen den mittleren Elektroden, Hälfte des Potentials an den äußeren Elektroden

Für jede Anordnung werden drei Beschichtungsversuche durchgeführt. Die Elektroden verlaufen senkrecht zu den Kanälen (siehe Kapitel 4.2), was zur Folge hat, dass bei jedem Versuch jeweils zwei Stellen in einem U-förmigen Kanal beschichtet werden. Die Beschichtungszeit ist auf 10 s festgelegt.

Die Abbildung 4.5 zeigt den Vergleich der Ergebnisse für beide Elektroden-Anordnungen. Der begrenzende Einfluss der Anordnung mit sechs Elektroden in diesen Versuchen ist kleiner als bei denen mit reinem Helium. Eine Verkleinerung des Gebietes der Entladung ist trotzdem sichtbar. Für sechs Elektroden erreicht man die Begrenzung der Entladung auf weniger als 2 mm, für zwei Elektroden breitet sich die Entladung im Kanal über 3 mm aus.

#### 4.4 Auswertung der hydrophoben Schicht mittels Infrarotspektroskopie

Die Auswertung der Versuche wird bei dem Fraunhofer IST durchgeführt. Hier kommt die Infrarotspektroskopie zum Einsatz, deren Grundlagen in dem Kapitel 2.5.1 beschrieben sind. Die Abbildung 4.6 zeigt schematisch das Messverfahren. Die Messpunkte, die eine Fläche von  $200 \times 200 \mu\text{m}^2$  abdecken, werden in Bereich des Kanals, wo die Entladung stattgefunden hat, in einem Abstand von ca.  $500 \mu\text{m}$  voneinander gesetzt. Diese Entfernung lässt es zu, für jede Behandlungsstelle ein Schichtprofil entlang des Kanals zu erstellen. Für diese Messpunkte wird die relative Reflexion ( $R^*$ ) für die abgeschiedene Schicht bestimmt.

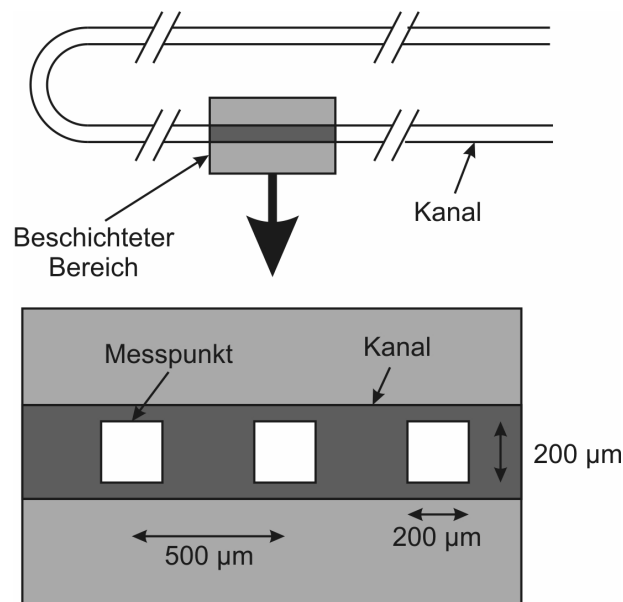


Abbildung 4.6: Schematische Darstellung der Auswertung der Beschichtung im U-Kanal mittels IR-Spektroskopie

Im Allgemeinen sind die Spektrensätze leicht unsymmetrisch. Man kann eine ungleichmäßige Schichtdicke, die langsamer in die Richtung des Gasflusses abfällt, beobachten. Diese Unsymmetrie ist auf den Gasfluss zurückzuführen. Das trägt dazu bei, dass sich die Präkursoren in die Richtung des Gasflusses weiter ausbreiten können und sich dort auf der Kanaloberfläche abscheiden.

Obwohl die Auswertung der optischen Versuche gezeigt hat, dass die Entladung in der Gasmischung aus Helium und Stickstoff auf einen Bereich kleiner 2 mm begrenzt wird, hat das Gebiet der abgeschiedenen Schicht nicht die gleiche Länge wie die sichtbare Entladung selbst. Die Schicht breitet sich weiter aus als dieser Bereich, in dem man optisch das Plasma detektieren kann. Der mittlere Wert der Ausbreitung aus den durchgeführten Versuchen mit dem Reaktor mit sechs Elektroden liegt bei 3,5 mm, was eine Verbesserung im Vergleich zu einer Anordnung mit 2 Elektroden bedeutet. Hier wird die mittlere Schichtausbreitung von 4,4 mm nachgewiesen bei einer optischen Erscheinung des Plasmas von mehr als 3 mm.

In Tabelle 4.1 sind die Ergebnisse der Behandlung für beide Anordnungen zusammengefasst. Die längliche Ausdehnung der abgeschiedenen Schicht ist in der Anordnung mit zwei Elektroden erwartungsgemäß größer als in einem optimierten Reaktor mit sechs Elektroden. Der Unterschied ist allerdings nicht so signifikant, wie man anhand der optischen Beobachtungen und der Ergebnisse aus den Feldberechnungen erwarten würde.

Tabelle 4.1      Mittlere Werte der Profillänge und der maximalen relativen Reflexion aus den Versuchen mit Reaktoren mit zwei und sechs Elektroden.

Reaktor mit	Länge des Profils	maximale relative Reflexion
	<i>mm</i>	<i>R*</i>
2 Elektroden	4,4	0,66
6 Elektroden	3,5	0,46

Die entwickelte Mehrelektrodenanordnung (Reaktor mit sechs Elektroden) ist zur Realisierung der lokalen Behandlung der Teststruktur mit U-Kanälen geeignet und liefert bessere Ergebnisse als der Reaktor mit zwei Elektroden. Mit dieser Anordnung ist es möglich, eine örtlich begrenzte hydrophobe Schicht abzuscheiden. Allerdings deckt sich die Länge der lokalen Lichterscheinung der Entladung bei der Beschichtung nicht mit der dabei erzeugten hydrophoben Schichtlänge. Die

Behandlungseffekte breiten sich weiter aus als die Lichterscheinung des Plasmas. Bei dem Einsatz eines Reaktors mit sechs Elektroden wurde die Entladung auf eine Länge von ca. 2 mm begrenzt. Die Länge der abgeschiedenen Schicht hingegen beträgt ca. 3,5 mm.

Die Ursache ist hier hauptsächlich bei der Diffusion des Gases aus dem Gebiet der Entladung und den Metastabilen zu suchen. Die Beeinflussung der abgeschiedenen Schicht durch die Richtung des Gasflusses ist nur marginal. Dieser Einfluss ist zwar bei der Betrachtung von Schichtprofilen zu sehen, kann aber nicht als Grund für die weitgehende Ausbreitung des Plasmas außerhalb des sichtbaren Entladungsbereichs gesehen werden. Die Versuche zeigen nur eine kleine Unsymmetrie der Schichtverteilung in Richtung des Gasflusses. Die Versuche beim stehenden Gas könnten diese Unsymmetrie eliminieren, was aber nicht die grundsätzliche Verteilung der Schicht im Kanal und die längliche Ausbreitung verändern würde.

Eine Verbesserung kann bei den Versuchen in einem Puls-Pause-Betrieb der Betriebsspannung in Verbindung mit einem stehenden Gas erhofft werden. Dabei sollten die Plasma-Betriebszeiten sehr kurz gewählt werden. Nach der Entladung sollte der Entladungsraum lange genug ohne Spannung bleiben und mit dem Gas gespült werden, um neue ionisierte Gasmoleküle nachzuliefern.

Die Anwesenheit der Metastabilen aus den Edelgasen, die sich unabhängig von der elektrischen Feldstärke und deswegen auch „außerhalb“ der Elektroden bewegen können, führt zur Übertragung der Energie an weitere Teilchen, die ionisiert, bzw. aufgebrochen werden können (Präkursoren) und dort abgeschieden werden.

Daher stellt der Einsatz von anderen Träger-Gasen eine weitere Möglichkeit zur Begrenzung von Entladungen dar. Als möglich gelten z.B. reiner Stickstoff oder Sauerstoff. In diesen Gasen spielen die metastabilen Zustände eine untergeordnete Rolle, womit das Entstehen und die Ionisation in dem Bereich zwischen den Elektroden stattfinden können.



## 5 Zusammenfassung

Die vorliegende Arbeit zeigt die Möglichkeiten des Einsatzes von Mikroplasmen bei Atmosphärendruck für die Behandlung von Mikrofluidik-Produkten. Abhängig von dem Aufbau der Teststrukturen und den erwünschten Behandlungseffekten der Kanaloberflächen werden dazu passende Reaktoren entwickelt.

Die Reaktoren ermöglichen die Erzeugung des Plasmas sowohl global im ganzen Kanal der Teststruktur, als auch lokal, um die Behandlung auf einen bestimmten Ort zu begrenzen.

Für die globale Behandlung der Teststruktur I bewährt sich die homogene Barrierenanordnung. Mit dieser ist es möglich, das Plasma in allen Kanälen der obengenannten Teststruktur bei relativ geringen Spannungswerten zu erzeugen. Dabei kommen verschiedene Gase zum Einsatz: Helium, Argon und Gemische dieser Gase mit Sauerstoff. Die optischen Beobachtungen der Versuche liefern eine sich homogen über die ganze Kanaloberfläche ausbreitende Entladung. Dabei bleiben die Befüllungskavitäten und die Reaktionskammern, dank der optimierten Elektroden, nahezu entladungsfrei, was sich positiv auf die Umsetzung des Präkursors zur Oberflächenbeschichtung auswirken soll.

Ein typisches Merkmal, das sich bei allen durchgeführten Versuchen unabhängig von der Teststruktur und vom Reaktor zeigt, ist ein Unterschied in den Zündspannungswerten für neue, unbelastete Proben und für die elektrisch belasteten. Dies wurde genauer für die Teststruktur I untersucht. Die Werte der Erstzündung sind höher als die theoretischen Werte der Zündbedingungen. Für die homogene Elektrodenanordnung sind das die Werte aus der Paschenkurve und für die inhomogene die Zündbedingung nach dem Streamer-Kriterium. Dieses

## Zusammenfassung

---

Phänomen ist mit dem Mangel an Startelektronen bei neuen, unbelasteten Proben verbunden, da für die Einleitung der Entladung mindestens ein Startelektron notwendig ist. In neuen Proben kann dieses nach einer statistischen Verzögerungszeit durch äußeren Einfluss wie z. B. kosmische Strahlen entstehen oder kann aus der Oberfläche des Dielektrikums mittels der elektrischen Feldstärke befreit werden. Dieses hat bei den Versuchen mit kontinuierlich steigender Betriebsspannung zur Folge, dass eine erhöhte Zündspannung gemessen wird. Die erste Möglichkeit zur Einleitung der Entladung spielt hier auf Grund der kleinen Volumina der Kanäle nur eine untergeordnete Rolle, die Oberfläche ist hier hingegen als die Hauptquelle der Startelektronen zu sehen.

Die Messergebnisse der Wiederzündung dagegen erfüllen die theoretischen Werte der Zündbedingungen mit hoher Genauigkeit. Dies weist darauf hin, dass sich in dem Gasvolumen nach der Spannungsabschaltung die Ladungsträger befinden, die die Zündung der Entladung direkt nach Erfüllung der Zündbedingungen ermöglichen. In diesem Fall entsteht keine Zündverzögerung, die durch Mangel an Startelektronen verursacht wird.

Im Weiteren wird die zeitliche Veränderung der Zündspannung für vorbelastete Prüfkörper untersucht. Bei der Verlängerung der Zeitintervalle zwischen aufeinander folgenden Zündversuchen in derselben Teststruktur erhöhen sich die gemessenen Zündspannungswerte. Diese steigen bei den kurzen Zeitabständen von dem Wert der Wiederzündung in Richtung der Erstzündung bei längeren Zeitabständen. Der Wert der Erstzündung wird aber innerhalb der Versuchszeit nicht wieder erreicht. Jedes Gas weist andere zeitliche Zündspannungsveränderungen auf. Dies deutet auf den Einfluss der Gaszusammensetzung und der Oberflächeneigenschaften des Kanals hin, ferner auf das Zusammenspiel dieser Parameter auf die Erholungszeit. Aus der chemischen Sicht wird die Oberfläche der Kanäle durch die Entladung langfristig verändert, elektrisch gesehen aber nur aktiviert. Daher ist eine Erholung der Testkörper, was hier als Erreichen des Zündspannungswertes der Erstzündung verstanden wird, erst nach 24-stündigem Tempern in einem Vakuum-Ofen möglich.

Die Untersuchungen der Einsetzspannung in der Teststruktur I als Funktion der Kanalbreite zeigen kaum Einfluss auf die Zündspannung. Diese Erkenntnis wird durch die theoretischen Betrachtungen und durch die Feldberechnungen bestätigt,

da die Kanalbreite einen vernachlässigbaren Einfluss auf die statische Feldverteilung im Kanal aufweist. Der Einfluss der Kanalbreite kann sich allerdings bedeutsam auf die Homogenität der abgeschiedenen Schicht auswirken.

In der Teststruktur I ist die Höhe des Kanals für die Zündspannung entscheidend. Entsprechend des Feldverlaufes ergibt sich der für die Gasentladung zur Verfügung stehende Spannungsabfall aus der Kanalhöhe. Da alle Kanäle eine konstante Höhe aufweisen, sind Parameterstudien nicht möglich.

Die Zugabe von Sauerstoff zu den Edelgasen verändert die Zündspannung und die Charakteristik der Entladung signifikant. Mit steigender Konzentration erhöht sich die Einsetzspannung. Bei den gemessenen Konzentrationen in dem Bereich zwischen 5 und 30 % ist der Anstieg nahezu linear. Eine sprunghafte Veränderung der Zündspannung ist zwischen reinem Helium und Helium mit 5 % Zugabe von Sauerstoff zu sehen. Hier ist die entladungsquenchende Rolle des Sauerstoffs veranschaulicht: die Metastabilen werden schon bei geringer Kontamination durch Sauerstoff zerstört. Zusätzlich verändert die Zugabe von Sauerstoff in den Edelgasen auch den Typ der Entladung. In reinem Helium bei einer Spannung, die in der Nähe der Zündspannung liegt, deuten die zeitlichen Verläufe der Entladung in ihrer Form auf eine homogene Entladung hin. Bei Anwesenheit von Sauerstoff ist die Form der zeitlichen Entladungsverläufe als filamentierte Entladung zu interpretieren.

Die globale Behandlung der Teststruktur II wird beim Einsatz eines Reaktors realisiert, der aus mehreren miteinander verbundenen klassischen koplanaren Anordnungen besteht. Basierend auf den Feldberechnungen und den Daten aus experimentellen Untersuchungen ist ein Reaktor mit sieben Elektroden entstanden, der die Anforderungen am besten erfüllt. Dieser Reaktor ermöglicht die Erzeugung des Plasmas im ganzen Kanal mit dem Ausschluss der Befüllungskavitäten. Die Entladung breitet sich homogen aus, leichte Erhöhungen der Lichtintensität sind in der unmittelbaren Nähe der Elektroden erkennbar. Zum Einsatz kamen die gleichen Gase wie bei Teststruktur I. Ein klarer Vorteil einer koplanaren Elektrodenanordnung ist die Unabhängigkeit der Zündspannung von der Kanalhöhe und der Gesamtdicke der Teststruktur.

## Zusammenfassung

---

Aufnahmen mit einer Schnellbildkamera zeigen, dass die mit den bloßen Augen gesehene, kontinuierlich leuchtende Entladung aus mehreren einzelnen Entladungen besteht. Diese verlaufen in den Kanalabschnitten, die sich zwischen den Elektroden befinden. Zeitlich betrachtet, verlaufen die einzelnen Entladungen nicht gleichzeitig und sind in dem Kanal stochastisch verteilt.

Die Versuche mit der Teststruktur II werden deutlich durch Gaskontamination beeinflusst. Während der Plasmaaktivität lösen sich aus der Abdeckungsfolie der Teststruktur Gasmoleküle und gelangen in das Gasvolumen. Sie quenchen die Entladung und erhöhen die Zündspannung. Weil sich der Kontaminierungsgrad mit steigender Entfernung zum Gaseinlass erhöht, verschlechtern sich auch dadurch die Bedingungen für die Aufrechterhaltung der Entladung in weiteren Abschnitten des Kanals. Dies wird durch die Versuche, die das Verhalten der Entladung in Abhängigkeit des Gasdruckes am Kanaleingang bzw. des Gasdurchflusses untersucht haben, bestätigt. Der eingestellte Vordruck wird während des Versuchs bis auf Null abgesenkt. Die optische Erscheinung der Entladung verändert sich dabei deutlich. Die Entladung verhält sich in einem gewissen Druckbereich stabil. Ab einem bestimmten Druck verändert sich die Intensität des Plasmas besonders in dem Bereich des Gasauslasses, die Entladung brennt nicht mehr stabil und verlöscht in einigen Abschnitten des Kanals. Die Drucksenkung verlängert die Gas-Durchflusszeiten im Kanal. In dieser längeren Zeit lösen sich mehr Kontaminierungsteilchen aus und tragen dazu bei, dass die Entladung im weiter entfernten Teil des Kanals gequencht wird.

Wie auch in dem Fall der Teststruktur I stimmen die gemessenen Werte für die Wiederezündung mit den theoretisch berechneten Zündbedingungen im Kanal überein. Auf Grund der inhomogenen Feldverteilung in koplanaren Elektrodenanordnungen werden die Zündbedingungen aus dem Streamer-Kriterium für das inhomogene Feld bestimmt. Für die Auswertung werden sowohl die tangentialen als auch betragsmäßigen Werte der elektrischen Feldstärke eingesetzt. Das Zünd-Kriterium ist für die Beträge der elektrischen Feldstärke erfüllt.

Die metastabil angeregten Atome der Edelgase spielen eine wichtige Rolle in den durchgeführten Versuchen sowohl bei lokaler als auch globaler Behandlung der Teststrukturen. Die im Vergleich zu den Entladungszeiten lange Lebensdauer der

metastabilen Teilchen bewirkt, dass diese nach der Entladung in dem Gasspalt verbleiben. In dieser Zeit können sie weitere Teilchen ionisieren und tragen zur Lieferung von Startelektronen für die nächste Entladung bei. Kurzzeitig betrachtet, spiegelt es sich in der Senkung der Zündspannung zwischen zwei nacheinander folgenden Entladungsimpulsen wider (Memory-Effekt).

Des Weiteren sind die metastabil angeregten Moleküle in der Lage, die an einer Stelle aufgenommene Energie an anderen Stellen abzugeben und dort weitere Teilchen zu ionisieren. Da sie elektrisch neutral sind, können sie sich unabhängig von der elektrischen Feldstärke in dem gesamten Gasraum bewegen. Eine positive Wirkung ist bei der globalen Behandlung der Oberflächen sowohl in der homogenen Elektrodenanordnung als auch in der koplanaren Mehrelektrodenanordnung zu erwarten. Die Metastabilen tragen positiv zur Homogenisierung der Entladung, ihrer Ausbreitung und dadurch auch zur Beschichtung bei.

Bei einigen Versuchen breiten sich die Leuchterscheinungen auch in feldschwache Bereiche aus, sogar entgegen der Strömungsrichtung des Gases. Bei der Betrachtung der Diffusionsparameter der metastabilen Helium-Atome sowie der Strömungsgeschwindigkeiten des Gases, kommt man zu der Schlussfolgerung, dass der Transport der Metastabilen über mehrere Millimeter entgegen der Strömung nicht möglich ist, da die Abklinglänge der Konzentrationsverteilung entgegen der Strömung sehr gering ist. Als Erklärung der Leuchterscheinungen in den Bereichen schwacher Feldstärke und entgegen der Gasströmung bei den Versuchen zur globalen Behandlung kommen daher die Phänomene in Frage, die an Plasmajets beobachtet wurden. Diese werden als Ionisationswellen bzw. Plasmabullets bezeichnet und sind Gegenstand aktueller Untersuchungen.

Durch Überlappung der beiden Phänomene Metastabile und Plasmabullets erreicht man eine positive Auswirkung auf die Homogenität der Entladung. So werden auch die Stellen im Reaktor, wo eine geringere Feldstärke herrscht, vollständig mit dem Plasma befüllt, was durch die Fotoaufnahmen für die 7-Elektrodenanordnung bestätigt wird. Die Schichtabscheidungen konnten im Rahmen dieser Arbeit nur eingeschränkt ausgewertet werden, da sie andernorts durchgeführt wurden.

---

Was bei der globalen Behandlung Vorteile mit sich bringt, erschwert die Realisierung der Aufgabe bei der lokalen Behandlung. Für die lokale Hydrophilisierung als Oberflächenmodifizierung einer Teststruktur mit U-Kanälen wird ein Reaktor mit sechs Elektroden eingesetzt. Mit der Anwendung dieser Anordnung ist es möglich, die Lichterscheinung der Entladung örtlich auf eine Länge von ca. 2 mm zu begrenzen. Die abgeschiedene Schicht breitet sich aber im Kanal über eine Länge von ca. 3,5 mm aus. Als Ursache ist hier die Diffusion des Gases zu nennen, welches Metastabile aus dem Gebiet der Entladung beinhaltet. Die Metastabilen wirken sich negativ aus, da sie zur Ionisierung und zum Cracken der Präkursoren außerhalb des Entladungsraumes führen können.

Eine weitere Erklärung für die Ausbreitung der Leuchterscheinungen außerhalb des Bereiches zwischen der Elektroden, sowohl in als auch gegen die Gasflussrichtung, liefern die Plasmajet-Phänomene. Daher lässt sich die Ausbreitung der Behandlungseffekte in Edelgasen nicht beliebig begrenzen. Eine Lösung bieten Gase, die keine metastabilen Zustände besitzen. Hier lassen sich stärker örtlich begrenzte Entladungsbereiche realisieren.

## Anhang

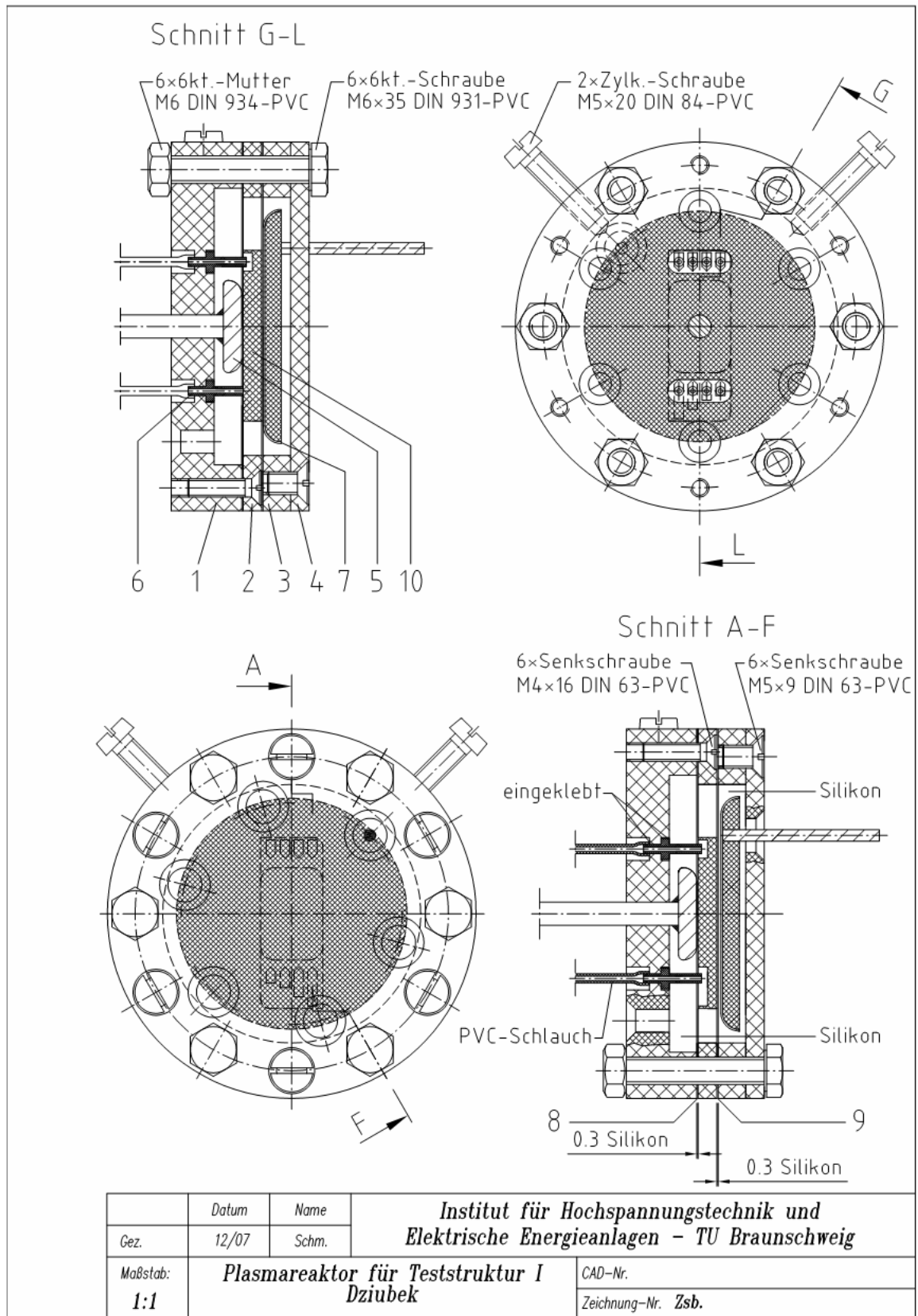


Abbildung A.1



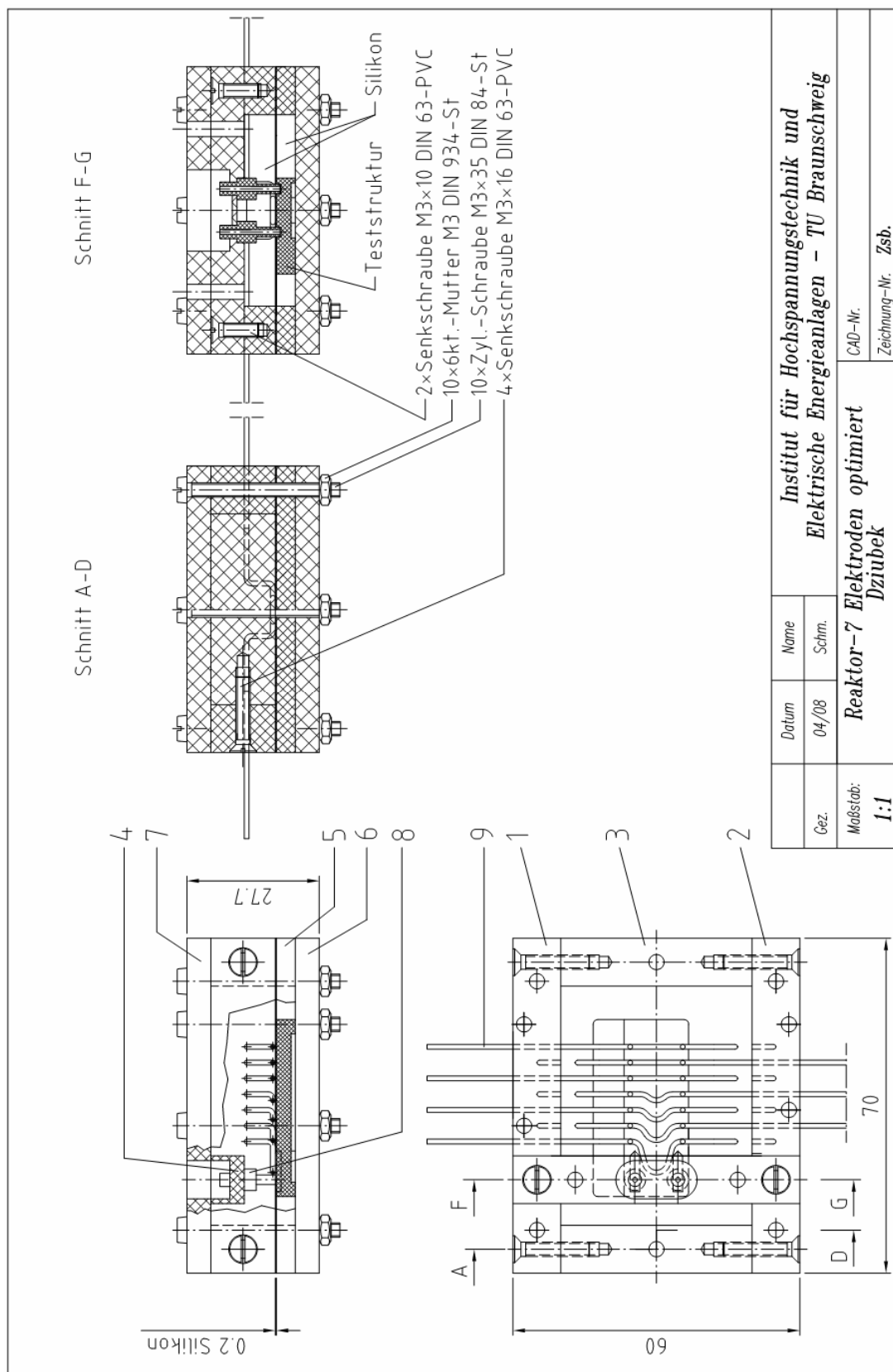
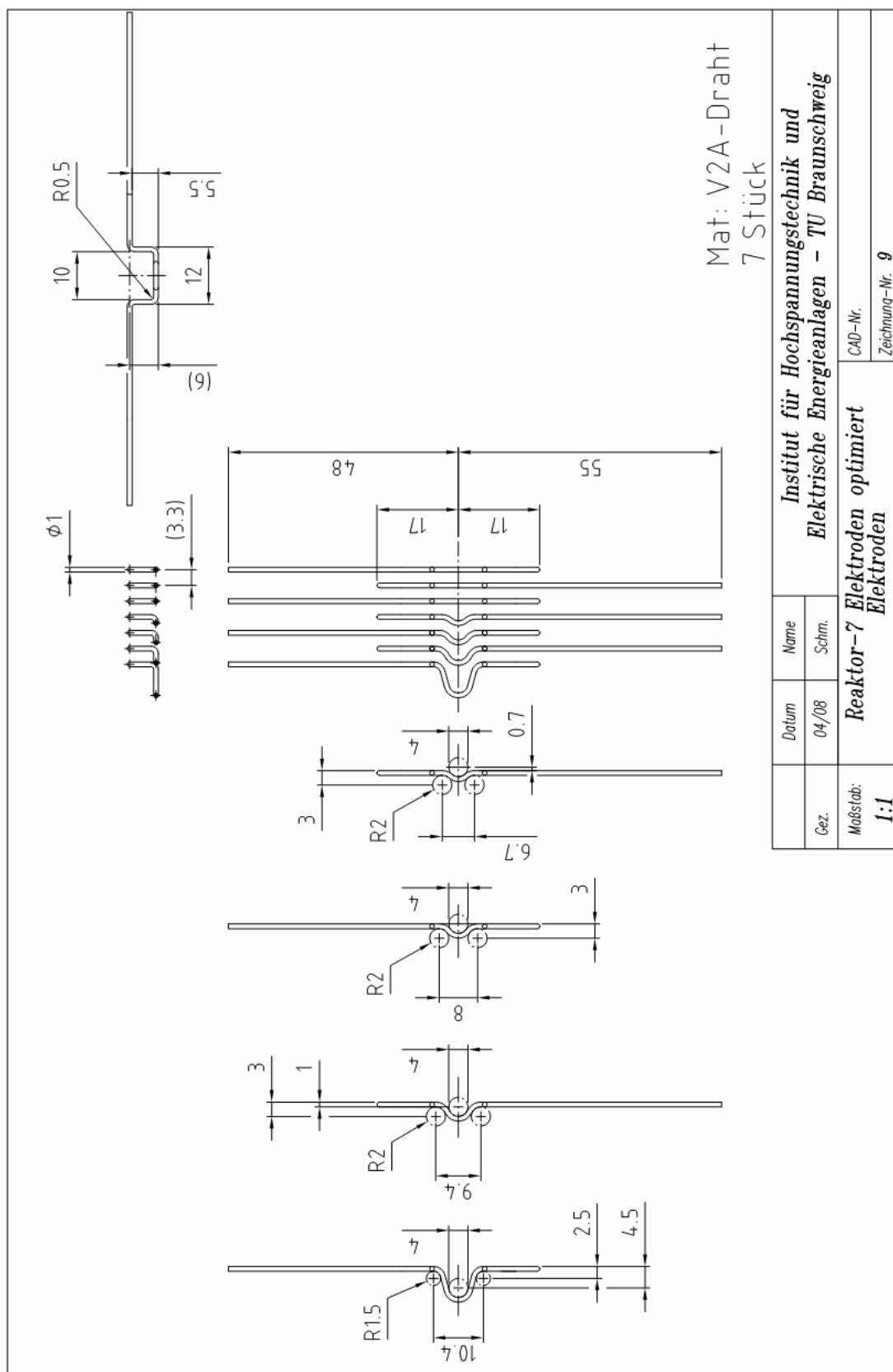


Abbildung A.2



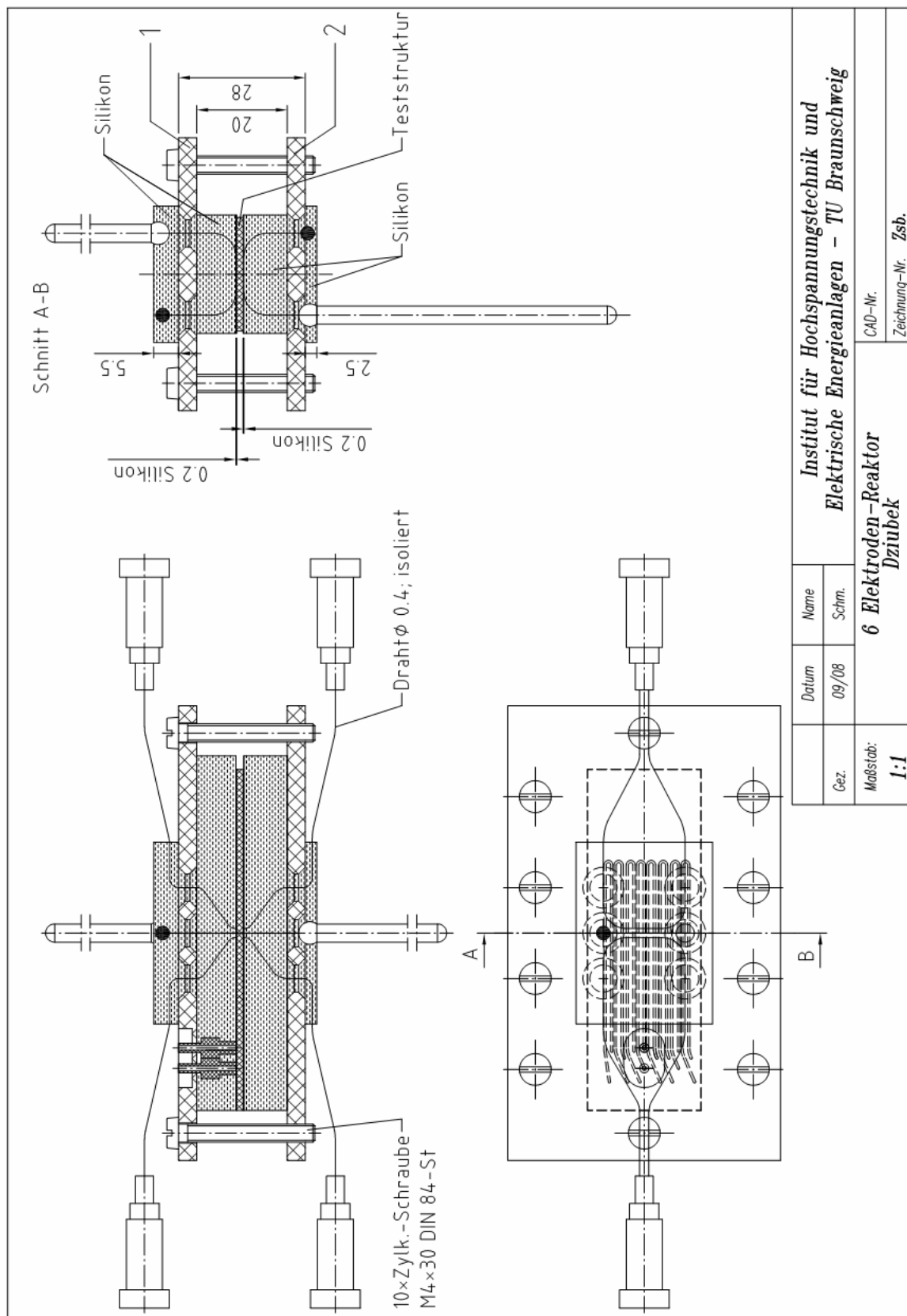


Abbildung A.4

## Literaturverzeichnis

- [Bart1968]      Bartnikas R.  
*Note on discharges in helium under a.c. conditions*  
Br. Journal Applied Physics 1968, Vol. 1. S. 659-661
- [Beye1986]      Beyer Manfred, Boeck Wolfram, Möller Klaus, Zaengl Walter  
*Hochspannungstechnik – Theoretische und praktische Grundlagen*  
Springer Verlag, Berlin Heidelberg 1986
- [Boga1995]      Bogaerts A., Gijbels R.  
*Modeling of metastable argon atoms in a direct-current glow discharge*  
Physical Review A, 1995, No. 5, Vol. 52
- [Bren1992]      Brendel R., Bormann D.  
*An infrared dielectric function model for amorphous solids*  
Journal Applied Physics 1992, Vol. 71. S. 1-6
- [Burg2001]      Burgener H.-P., Frohlich K.  
*Probability of partial discharge inception in small voids*  
Conference on Electrical Insulation and Dielectric Phenomena,  
Annual Report, Kitchener, Ontario, Canada 2001, S. 298-302
- [Bütt2003]      Büttgenbach Stephanus  
*Mikroreaktordesign: Konzeption und Realisation des Reaktormoduls - Analyse der chemischen Abbauprozesse*  
Abschlussbericht, Technische Universität Braunschweig,  
Förderkennzeichen 03D0070B/6!
- [Chir2005]      Chirokov A., Gutsol A., Fridman A.  
*Atmospheric pressure plasma of dielectric barrier discharges*  
Pure Appl. Chem., 2005, Vol. 77, No. 2, S. 487–495
- [Dinu2005]      Dinu Emilia Gabriela  
*Dielektrische behinderte Barrierenentladungen für großflächige Plasmabehandlungen*  
Bergische Universität Wuppertal, Dissertation, 2005

- [Dono1979] Donohoe K. G., Wydeven T.  
*Plasma Polymerisation of Ethylene in an Atmospheric Pressure Discharge*  
4<sup>th</sup> International Symposium on Plasma Chemistry, Zürich 1979, S. 765-771
- [Drak1969] Drake G. W. F., Victor G. A., Dalgarno A.  
*Two-Photon Decay of the Singlet and Triplet Metastable States of Helium-like Ions*  
Phys. Rev. 180, 1969, S. 25–32
- [Drak1971] Drake G. W. F.  
*Theory of Relativistic Magnetic Dipole Transitions: Lifetime of the Metastable 23S State of the Helium like Ions*  
Phys. Rev. A 3, 1971, S. 908–915
- [Dunz1987] Dunz Thomas  
*Zündverhalten heliumisolierter Funkenstrecken mit Gleitentladungszündhilfen*  
Technische Hochschule Karlsruhe, Dissertation, 1987
- [Dziu2005a] Dziubek A., Gerdinand F., Kurrat M.  
*Atmospheric pressure plasma in micro channels*  
International Symposium on High Voltage Engineering, Beijing, Conference Proceedings, 2005
- [Dziu2005b] Dziubek A., Gerdinand F., Kurrat M.  
*Inhomogeneous Field Arrangements for Atmospheric Pressure Plasma in Micro Channels*  
Plasma School, Bad Honnef, 2005
- [Dziu2006] Dziubek A., Kurrat M.  
*Investigation of ignition conditions of dielectric barrier discharges at atmospheric pressure*  
Gas Discharge Conference Proceedings, Xia'n, China, 2006
- [Dziu2007] Dziubek A., Kurrat M.  
*Design rules for electrodes and reactors used for plasma treatment in microfluidic components*  
International Symposium on High Voltage Engineering, Ljubljana, Slovenien, Conference Proceedings, 2007
- [Eich2005] Eichler M., Hacker J., Thomas M., Klages C.-P.  
*Innenbehandlung und -beschichtung von gedeckelten mikrofluidischen Systemen*  
Mikrosystemtechnik Kongress, Freiburg, 2005; VDE-Verlag, Berlin 2005

- [Eich2006] Eichler M., Dziubek A., Berger C., Kurrat M., Klages C.-P.  
*Investigation of ignition conditions of atmospheric pressure discharges in sealed microfluidic systems*  
3rd International Workshop on Microplasmas, Conference Proceedings, Greifswald, 2006
- [Eich2007] Eichler M., Berger C., Thomas M., Klages C.-P.  
*Beschichtung der inneren Oberflächen in gedeckelten mikrofluidischen Systemen*  
MikroSystemTechnik Kongress, Proceedings, Dresden, 2007; VDE-Verlag, Berlin, 2007
- [Elia1985] Eliasson B., Kogelschatz U., Hirth M.  
*The Townsend/streamer transition in a silent discharge in oxygen*  
Proc. XVII Int.Conf.on Phenomena in Ionized Gases, Budapest, Hungary, 1985 S. 590–2
- [Enge1965] Engel A. von  
*Ionized Gases*  
Oxford University Press, Oxford 1965
- [Fink1964] Finkelnburg Wolfgang  
*Einführung in die Atomphysik*  
Springer-Verlag, Berlin 1964
- [Flüg1956] Flügge, S.  
*Handbuch der Physik; Band XXI Elektronen-Emission, Gasentladungen I*  
Springer Verlag, 1956
- [Fran2007] Franke T., Wixforth A.  
*Das Labor auf dem Chip*  
Phys. Unserer Zeit, Wiley-VCH Verlag GmbH & Co. KGaA, 2007
- [Gäng1953] Gänger Berthold  
*Der elektrische Durchschlag von Gasen*  
Springer-Verlag, Berlin/Göttingen/Heidelberg 1953
- [Geri2002] Gericke Karl-Heinz  
*Grundlagen zur Erzeugung flächiger Plasmen bei Atmosphärendruck mit neuartigen, steuerbaren Elektrodensystemen*  
Abschlussbericht des Projektes 13N7338/0, 2002
- [Gher2000a] Gherardi Nicolas, Martin Steve, Massines Françoise  
*A new approach to SiO<sub>2</sub> deposit using a N<sub>2</sub>-SiH<sub>4</sub>-N<sub>2</sub>O glow dielectric barrier-controlled discharge at atmospheric pressure*  
J. Phys. D: Appl. Phys. 33, 2000, L104-L108

- [Giba2000] Gibalov V.I., Pietsch Gerhard J.  
*The development of dielectric barrier discharges in gas gaps and on surfaces,*  
Journal of Physics D: Applied Physics, Vol. 33, 2000, S. 2618-2636
- [Giba2005] Gibalov V. I., Pietsch G. J.  
*Properties of dielectric barrier discharges in extended coplanar electrode systems*  
J. Phys. D: Appl. Phys. 37, 2004, S. 2093-2100
- [Golu2002] Golubovskii Yu. B., Maiorov V. A., Behnke J, Behnke J. F.  
*Influence of elementary processes over an homogeneous barrier discharge in helium*  
Proceedings International Symposium on High Pressure Low Temperature Plasma Chemistry, Hakone VIII, Pühajärve, Estonia, S. 48–52, 2002
- [Goud1999] Gouda G., Massines F.  
*Role of excited species in dielectric barrier discharge mechanism observed in helium at atmospheric pressure*  
Conference on Electrical Insulation and Dielectric Phenomena, 1999, S. 496-499
- [Günz2003] Günzler Helmut, Gremlich Hans-Ulrich  
*IR-Spektroskopie. Eine Einführung*  
VILEY-CCH Verlag Gmbh & Co. KGaA, Weinheim 2003
- [Heri2002] Hering Cord-Christian  
*Gleitentladungen zur Behandlung von Oberflächen*  
Technische Universität Braunschweig, Dissertation, 2002
- [Hert1968] Hertz Gustav, Rompe Robert  
*Einführung in die Plasmaphysik und ihre Technische Anwendung*  
Akademie-Verlag, Berlin 1968
- [Hipp2001] Hippler Rainer, Pfau Sigismund, Schmidt Martin, Schoenbach Karl H.  
*Low Temperature Plasma Physics: Fundamental Aspects and Applications*  
WILEY-VCH Verlag Berlin GmbH 2001
- [Holz2003] Holzer Frank  
*Oxidation von organischen Verbindungen von porösen und unporösen Feststoffen in nichtthermischen Plasma*  
Martin-Luther-Universität Halle-Wittenberg, Dissertation, 2003

- [Holz2003] Holzer Frank  
*Oxidation von organischen Verbindungen von porösen und unporösen Feststoffen in nichtthermischen Plasma*,  
Martin-Luther-Universität Halle-Wittenberg, Dissertation, 2003
- [Howa1965] Howatson A. M.  
*Gas Discharges*  
Pergamon Press, London 1965
- [Hulk2005] Hulka Lutz, Pietsch Gerhard J.  
*Influence of Dimensions and Materials of Coplanar Arrangements on Ozone Production*  
WILEY-VCH Verlag GmbH & Co. KGaA, Plasma Processes and Polymers 2005, 2, S. 222–226
- [Info2003] *Plasmabehandlung von Mikrostrukturen*  
Info Phys Tech, VDI - Technologiezentrum Physikalische Technologien 53; 2003
- [Inno2005] *Projektpotential: Innenbehandlung mit Atmosphärendruck-Plasmen – ein innovatives Fertigungsverfahren für Mikrofluidik-Produkte (Mikroplas)*  
VDI/VDE-IT 2005
- [Jaco2005] Jacobs K., Seemann R., Kuhlmann H.  
*Mikrofluidik*  
Nachrichten aus der Chemie, 53; 2005
- [Janz1992] Janzen Gert  
*Plasmatechnik: Grundlagen, Anwendungen, Diagnostik*  
Hüthig, Heidelberg 1992
- [Kind1985] Kind Dieter, Kärner Hermann  
*High-Voltage Insulation Technology*  
Vieweg, Braunschweig 1985
- [Klag2008] Klages Claus-Peter, Marko Eichler, Claudia Berger, Krees Nagel, Johanna Hacker, Michael Thomas  
*Innenbeschichtung mit Atmosphärendruck Plasmen – ein innovatives Fertigungsverfahren für Mikrofluidik-Produkte (»MikroPlas«)*  
Abschlussbericht des Projektes 16INO272 Fraunhofer IOT, 2008
- [Koge1997] Kogelschatz U., Eliasson B., Egli W.  
*Dielectric-Barrier Discharges. Principle and Applications*  
J. Phys. IV France 7, 1997, C4-47 bis C4-66



- [Koge2000] Kogelschatz Ulrich  
*Fundamentals an applications of dielectric-barrier discharges*  
Proceedings International Symposium on High Pressure Low  
Temperature Plasma Chemistry, Hakone VII, Greifswald 2000, S.  
1-7
- [Koge2001] Kogelschatz Ulrich  
*Filamentary and diffuse barrier discharges*  
Proceedings APP Spring Meeting, Bad Honnef 2001
- [Kogo1994] Kogoma M., Okazaki S.,  
*Raising of ozone formation efficiency in a homogeneous glow  
discharge plasma at atmospheric pressure*  
J. Phys. D: Appl. Phys. 27, 1994
- [Küch2005] Küchler Andreas  
*Hochspannungstechnik: Grundlagen – Technologie –  
Anwendungen*  
Springer, Heidelberg 2005
- [Laro2006] Lu, X.; Laroussi, M.  
*Dynamics of an atmospheric pressure plasma plume generated  
by submicrosecond voltage pulses*  
J.Appl.Phys. 100 063302, 2006
- [Lee2004] Lee Dongsoo, Myung Park Jin, Hee Hong Sang, Kim Yongho  
*Numerical simulation on mode transition of atmospheric dielectric  
barrier discharge in helium-oxygen mixture*  
ICOPS IEEE International Conference on Plasma Science N 31,  
Baltimore 2004, Quelle: ETATS-UNIS 2005, vol.33, n° 2 Notes:  
Selected papers, S. 949-957
- [Li2004] Li Peng  
*Einfluss des Materials und der Kontaktierung der Barrieren auf  
die Homogenität von Barriereentladungen*  
Technische Universität Braunschweig, Dissertation, 2004
- [Loeb1960] Loeb Leonard B.  
*Basic Processes of Gaseous Electronics*  
University of California Press, Berkeley 1960
- [Loza1975] Lozanskii É. D.  
*Development of electron avalanches and streamers*  
Sov. Phys. Usp. 18, 1975, S. 893-908
- [Mass1998] Massines F., Messaoudi R., Mayoux C.  
*Comparison Between Air Filamentary and Helium Glow Dielectric  
Barrier Discharges for the Polypropylene Surface Treatment*  
Plasmas and Polymers, Vol. 3 No. 1, 1998, S. 43-59

- [Mass1998a] Massines F., Rabehi A., Descomps P., Gadri R. B., Segur P., Mayoux C.  
*Experimental and theoretical study of a glow discharge at atmospheric pressure controlled by dielectric barrier*  
J. Appl. Phys., vol. 83, 1998, S. 2950-2957
- [Mass1998b] Massines F., Gouda G.  
*A comparison of polypropylene- surface treatment by filamentary, homogeneous and glow discharges in helium at atmospheric pressure*  
J.Phys. D: Applied. Physics., vol. 31, S. 3411-3420
- [Mass2000] Massines F., Gouda G., Gherardi E., Croquesel E.  
*Study of glow dielectric barrier discharge in various atmospheres*  
Proceeding. HAKONE VII, Int. Symp.High Pressure, Low Temperature Plasma Chemistry, vol. 1, Greifswald, Germany, 2000, S. 28–32
- [Mass2005] Massines F., Gherardi N., Naudé N., and Ségur P  
*Glow and Townsend dielectric barrier discharge in various atmosphere*  
Plasma Phys. Control. Fusion 47, 2005, B577–B588
- [Meek1978] Meek J. M., Craggs J. D.  
*Electrical Breakdown of Gases*  
John Wiley & Sons, Norwich 1978
- [Meri2009] Mericam-Bourdet N., Laroussi M., Begum A., Karakas E.  
*Experimental investigations of plasma bullets*  
J.Phys.D:Appl.Phys. 42 055207(7pp), 2009
- [Micr2004] *Lilliput® - Chip*  
Boehringer Ingelheim microParts GmbH, Factsheet deutsch, 2004
- [Micr2005] *Die Welt der Mikrofluidik*  
Boehringer Ingelheim microParts GmbH, Factsheet deutsch, 2005
- [Mier1970] Mierdel Georg  
*Elektrophysik*  
VEB Verlag Technik, Berlin 1970
- [Mier1973] Mierdel Georg  
*Was ist Plasma?*  
VEB Verlag Technik, Berlin 1973

- [Muka2008] Mukaigawa Seiji, Nawa Kota, ItoHiroshi, Takaki Koichi, FujiwaraTamiya  
*Effect of Micro Hydrodynamic Flow in Microgap Discharge at Atmospheric Pressure*  
Plasma and Fusion Research: Rapid Communications Vol. 3, 007, 2008
- [Nass1971] Nasser Essam  
*Fundamentals of gaseous ionization and plasma electronics*  
Wiley-Interscience, New York 1971
- [Okaz1993] S. Okazaki, M. Kogoma, M. Uehara, Y. Kimura,  
*Appearance of stable glow discharge in air, argon, oxygen and nitrogen at atmospheric pressure using a 50 Hz source*  
Journal of Physics D: Applied Physics, Vol. 26, 1993, S. 889-892
- [Pedr2005] Pedrotti F., Pedrotti L., Bausch W., Schmidt H.  
*Optik für Ingenieure*  
Springer Berlin Heidelberg 2005
- [Piet2001] Pietsch Gerhard. J.  
*Properties of dielectric barrier discharges in different arrangement*  
Proceedings APP Spring Meeting, Bad Honef 2001
- [Rabe1997] Rabehi A., Segur P., Massines F., Ben Gadri R., Bordage M.C.  
*Investigation of the role of nitrogen impurities on the behaviour of an atmospheric-pressure glow discharge in Helium*  
Proceedings of the XXIII ICPIG, Toulouse, France, 1997, S. 44-45
- [Rage2006] Rager Jochen  
*Funkenerosion an Zündkerzenelektroden*  
Universität des Saarlandes, Dissertation, 2006
- [Raiz1997] Raizer Yu. P.  
*Gas Discharge Physics*  
Springer Verlag, Berlin 1997
- [Sawa1995] Sawada Y., Ogawa S., Kogoma M.  
*Synthesis of plasma-polymerized tetraethoxysilane and hexamethyldisiloxane films prepared by atmospheric pressure glow discharge*  
J. Phys. D: Appl. Phys. 28, 1995, S. 1661-1669
- [Schr2006] Schrader Christian  
*Untersuchungen von Hochfrequenzentladungen an mikrostrukturierten Elektrodensystemen (MSE) zur Oberflächenmodifikation*  
Technische Universität Braunschweig, Dissertation, 2006

- [Schu1974] Schulz Paul  
*Elektronische Vorgänge in Gasen und Festkörpern*  
G. Braun, Karlsruhe 1974
- [Siem2003] Siemes Andreas  
*Untersuchungen zu homogenen Barrierenentladungen und Aktivierung von 3D-Bauteilen*  
Technische Universität Braunschweig, Dissertation, 2003
- [Stef2001] Stefecka M., Korzec D., Siry M., Imahori Y., Kando M.  
*Experimental study of atmospheric pressure surface discharge in helium*  
Science and Technology of Advanced Materials 2, 2001, S. 587-593
- [Subl2006] Sublet A., Ding C., Dorier J.L., Hollenstein Ch., Fayet P., Coursimault F.  
*Atmospheric and sub-atmospheric dielectric barrier discharges in helium and nitrogen*  
Plasma Sources Sci. Technol. 15, 2006, S. 627–634
- [Tepp2002] Teppper Jens  
*Homogene Barrierenentladungen bei Atmosphärendruck*  
Technische Universität Braunschweig, Dissertation, 2002
- [Wink2007] Winkelmann J.  
*Diffusion of helium*  
Lechner, M.D. (ed.). SpringerMaterials - The Landolt-Börnstein Database Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 2007
- [Zhan2005] Zhang Y. T., Wang D. Z., Kong M. G.  
*Two-dimensional simulation of a low-current dielectric barrier discharge in atmospheric helium*  
J. Appl. Phys. 98, 113308, 2005
- [Zhan2006] Zhang P., Kortshagen U.  
*Two-dimensional numerical study of atmospheric pressure glows in helium with impurities*  
J. Phys. D: Appl. Phys. 39, 2006, S. 53–163
- [Zril2005] Zrilli Tahar  
*Plasma und Plasmakatalytische Verfahren zum NO<sub>x</sub>-Abbau im Dieselabgas*  
Universität Fridericiana Karlsruhe, Dissertation, 2005

## Studentische Arbeiten

Tobias Kroner

*Plasmaentladungen in Mikrostrukturen*

SA 2005

Amel Charni Bent Youssef,  
Malek Saied Ben Mongi

*Elektrische Charakterisierung der Mikrofluidik-Komponenten und Teilentladungen in Mikrostrukturen*

SA 2007

Tatiana Prost

*Einsatz eines atmosphärischen Plasmaverfahrens zur Oberflächenmodifizierung von Mikrostrukturen*

SA 2007

Jan Janßen

*Einfluss der Gasart auf die Barrierenentladungen in Mikrofluidikkomponenten*

SA 2007

## Lebenslauf

<b>Name</b>	<b>Arkadiusz Dziubek</b>
<b>Geburtsdatum</b>	04. März 1977 in Lodz / Polen
<b>Familienstand</b>	ledig
<b>Schulbildung</b>	
1984-1992	Grundschule Nr. 122 in Lodz
1992-1996	Gymnasium Nr. XXVI in Lodz; Abschluss mit Abitur
<b>Studium</b>	
10.1996-05.2002	Studium der Elektrotechnik mit der Vertiefungsrichtung Energietechnik und Angewandte Informatik an der Technischen Universität Lodz; Abschluss als Diplom-Ingenieur
04.2001-10.2001	Auslandssemester an der TU Braunschweig
<b>Praktische Tätigkeiten</b>	
07.2000-12.2000	Fachpraktikum, sci-worx GmbH in Braunschweig
10.1998-03.2002	Wissenschaftliche Hilfskraft, an der TU Braunschweig
<b>Berufstätigkeit</b>	
2002-2008	Wissenschaftlicher Mitarbeiter am Institut für Hochspannungstechnik und Elektrische Energieanlagen der TU Braunschweig Forschungsthemen: <ul style="list-style-type: none"><li>▪ Zustandsbewertung von glasfaserverstärkten Kunststoffstäben für moderne Freiluftisolatoren</li><li>▪ Mikroplasma für Mikrofluidik-Produkte</li></ul>
seit 04.2009	Ingenieur bei der IAV GmbH in Gifhorn